PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 25. 15. Dezember 1906. 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 1 am 19. Dezember 1906.

INHALT.

Originalmitteilungen:

F. v. Lerch, Über die Strahlung des Thorium *A*. S. 913.

B. B. Boltwood, Notiz über die Erzeugung von Radium aus Aktinium. S. 915.

E. Meyer, Die Absorption der α-Strahlen von Radiotellur (Radium *F*) in Metallen. S. 917.

G. Costanzo u. C. Negro, Über die Radioaktivität des Regens. S. 921.

F. Paschen, Bemerkung zu der Diskussion über den Doppler-Effekt der Kanalstrahlen. S. 924.

J. Herweg, Über die Herabsetzung des Funkenpotentials durch Bestrahlung der Funkenstrecke. S. 924.

R. W. Wood, Bemerkung über die Selbstumkehrung der Wasserstofflinien. S. 926.

A. W. Ewell, Die Leitfähigkeit der Luft in einem starken elektrischen Felde und der Siemenssche Ozonerzeuger. S. 927.

H. du Bois, Der Dampfdruck des Kohlensäureschnees. S. 930.

G. J. Elias, Über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation. S. 931.

H. E. Ives, Dreifarbige Interferenzbilder. S. 933.

Besprechungen:

F. Richarz u. W. König, Zur Erinnerung an Paul Drude. S. 935.

P. Drude, Lehrbuch der Optik. S. 936.

Personalien. S. 936.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Strahlung des Thorium *A*.

Von F. v. Lerch.

Im folgenden soll über einige Versuche referiert werden, die bis in den Herbst 1904 zurückdatieren. Nach der Trennung[1]) des Thorium *B* vom Thorium *A* glaubte ich auf einfache Weise entscheiden zu können, ob das Thorium *A* schwach ionisierende Strahlen aussendet, oder nicht. Die Methode war folgende. Es wurde möglichst genau die Absorption durch verschiedene Schirme für die Strahlung des Th. *B* gemessen und dann für die Strahlung des Th. *A*, das sich mit dem Th. *B*[2]) ins Gleichgewicht gesetzt hat, also die Anzahl von Prozenten bestimmt, die Schirme verschiedener Dicke durchlassen, wenn sie einmal auf abgetrenntes Th. *B* und einmal auf direkt induzierte Körper — mehrere Stunden nach deren Entnahme aus dem das aktivierende Präparat enthaltende Gefäß — gelegt werden.

Ergibt sich kein Unterschied in den beiden Absorptionen, so ist das Th. *A* entweder inaktiv oder sendet Strahlen von gleichem Durchdringungsvermögen aus, wie die beiden aktiven Produkte *B* und *C*, sind die beiden Absorptionen aber verschieden, so muß die Differenz auf die Strahlung des Th. *A* geschoben werden.[3])

Zuerst wurde mit einem Dolezalekschen Elektrometer [Kapaz. d. Quadranten + Versuchskapsel ca. 70 cm; Ausschlag für 1 Volt ca. 260 Teilstriche], dann zur Überprüfung der Resultate mit einem Elektroskop von Günther und Tegetmeyer mit der Elster und Geitelschen Spiegelablesung mit der Lupe gemessen.

Kreisrunde Scheiben (2 cm Durchmesser) aus dünnem *Ni*-Blech wurden durch Eintauchen in eine salzsaure Induktionslösung, oder durch direktes Aussetzen der Thoremanation aktiviert. Zum Induzieren diente ein Radiothorpräparat (0 141 gr), das mir von Herrn Dir. Haitinger in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt war. Es induzierte ca. 10000 mal so stark, wie eine gleiche Gewichtsmenge käufliches Thorium von Kahlbaum.

Die absorbierenden Schirme waren auf den Rahmen aufgespannt, um sie unverändert auf die aktiven *Ni*-Scheiben auflegen und abheben zu können. Für die Absorption war es gleichgültig, ob die obere oder die untere Seite der Scheibe aktiver war. Doch wurden beide möglichst gleich stark aktiviert.

Die Logarithmen der Werte für die freie oder bedeckte Strahlung lagen auf einer Geraden und wurden zu einem Mittel vereinigt, ebenso die Zeiten, an welchen sie beobachtet wurden, so daß man zwei genaue Werte für die bedeckte und freie Strahlung hatte. Mit Hilfe der bekannten Abklingungskonstante wurden endlich beide Punkte auf die gleiche Zeit reduziert. Die Korrektion hatte übrigens nur einen kleinen Wert, da die Punkte von vornherein symmetrisch zu einer Zeit in der Mitte der Versuchsreihe beobachtet wurden, so daß im Mittel für die bedeckten und unbedeckten Werte nur eine kleine zeitliche Differenz herauskam. Statt von jeder einzelnen Beobachtung den Logarithmus zu suchen und dann aus diesem das Mittel zu nehmen, wurde beim Th. *A* + Th. *B* von 10 unmittelbar aufeinanderfolgenden Beobachtungen — sie lagen innerhalb 15 Min. — das Mittel genommen, und von dieser Zahl erst der Logarithmus gesucht. Für die kleine Akti-

1) Wien. Ber. **114**, Abt. IIa, März 1905.

2) Nach neueren Versuchen von O. Hahn [diese Zeitschr. **7**, 412, 1906] bildet sich aus dem Th. *B* das schnell abklingende Th. *C*, so daß überall an Stelle von Th. *B* — Th. *B* + Th. *C* zu setzen wäre, Th. *A* + Th. *B* + Th. *C* an Stelle von Th. *A* + Th. *B*. Doch soll das Th. *C* der einfacheren Schreibweise wegen überall weggelassen werden.

3) Bez. der β-Strahlung der aktiven Produkte des Thoriums vergl. M. Levin, diese Zeitschr. **7**, 513, 1906.

vitätsänderung des Th. A + Th. B während dieser Zeit [Halbierungskonstante 10,6 St.] ist es erlaubt, statt des Mittels der Logarithmen der Aktivitäten den Logarithmus des Mittels der Aktivitäten zu nehmen. Ebenso wurde beim Th. B verfahren und die einzelnen aufeinanderfolgenden Beobachtungen zu einem Mittel vereinigt, wenn sie innerhalb 5 Min. lagen. Von jeder Kurve — für freie und bedeckte Strahlung — wurden 20, 30 und mehr untereinander gleichwertige Punkte bestimmt, aus denen auf die oben beschriebene Weise das Mittel genommen wurde. Da sich aus der Differenz die Absorption ergibt, ist jede der unten mitgeteilten Zahlen aus 40 und mehr Beobachtungen berechnet.

In den Tabellen bedeuten die in der Vertikalreihe unter Th. A + Th. B resp. Th. B stehenden Zahlen die durchgelassenen Prozente der Strahlung, wenn sie mit den in der ersten Vertikalreihe stehenden Schirmen bedeckt werden.

Al 3 = 3 Schichten *Al*. 1 Schicht hatte die Dicke $2,1 \cdot 10^{-4}$ cm; *Al* 1 *a*, *Al* 1 *b*, *Al* 1 *c* sind verschiedene ungefähr gleich dicke *Al*-Folien.

Messungen mit dem Elektrometer.

	Th. A + Th. B			Th. B	
Al 1 *a*	80,1 80,1 80,6	80,27	<	81,13	81,7 81,7 80,0
Al 1 *b*		84,8	<	85,1	
Al 1 *c*		84,8	<	85,6	
Al 3	76,2 76,5	76,35	>	72,65	72,4 72,9
Al 4		60,3	>	600	
Al 4	56,46 56,4	56,43		56,9	57,3 56,5
Al 6	44,0 44,3	44,15	>	43,57	42,8 44,1 43,8
Glimmer	74,4 74,8	74,6	<	76,6	77,9 75,3
„		68,6	<	71,6	
„		57,5	<	58,0	

Wie beide Tabellen deutlich zeigen[2]), wird durch dünne *Al*-Schichten die Strahlung des Th. $A + B$ stärker reduziert, wie die Strahlung des Th. B. Das Th. A sendet also Strahlen aus, die leichter absorbiert werden, wie die α-Strahlen des Th. B. Bei direkteren Schichten kehrt sich der Effekt um. Durch dickere *Al*-Schichten wird die Strahlung des Th. B mehr

Messungen mit dem Elektroskop.

	Th. $A + B$			Th. B	
Al 1	76,8 76,0 76,1 76,3	76,30	<	76,93	77,0 76,6 77,7 76,5 77,0 76,8
Al 2	63,4 62,7	63,05	<	64,07	64,1 64,0 64,1
Al 2	63,7 64	63,85	<	64,40	64,4 64,4
Al 3		55,1	>	53,6	
Al 4	54,9 55,6 54,1	54,87	>	53,07	52,9 53,2 53,1
Al 6	27,1 27,6	27,35	>	27,15	26,8 27,5
Al 6		29,4	>	28,6	
Al 11	18,1 18,2 18,2	18,17	>	17,25	17,1 17,4

absorbiert, wie die des Th. $A + B$, das Th. A sendet also auch durchdringendere Strahlen aus wie die absorbierten α-Strahlen des Th. B. Der durchdringendere Teil muß den größeren Betrag der Gesamtstrahlung des Th. A ausmachen, sonst könnte sich der Effekt nicht umkehren.

Es liegt hier sicher eine β-Strahlung vor, denn das Th. A müßte stark aktiv sein, falls seine Strahlung eine α-Strahlung wäre, da die Anzahl der losgeschleuderten α-Partikel nach der Rutherfordschen Theorie gegeben ist und ein α-Partikel von einem so beträchtlichen Durchdringungsvermögen kräftig ionisieren würde. Das gute Übereinstimmen zwischen Experiment und Theorie[1]), die das Th. A inaktiv ansetzt, zeigt aber, daß das Th. A nur schwach ionisierende Strahlen aussenden kann.

Bei den hier mitgeteilten Versuchen sind die Effekte stark bedeckt durch die kräftig ionisierenden α-Strahlen. Es war daher zu erwarten, daß sich der durchdringendere Teil der Strahlen des Th. A leicht außerhalb des Bereiches der α-Strahlen (8,6 cm nach O. Hahn) nachweisen ließe. Zu diesen Versuchen diente ein Apparat von nebenstehender Gestalt.

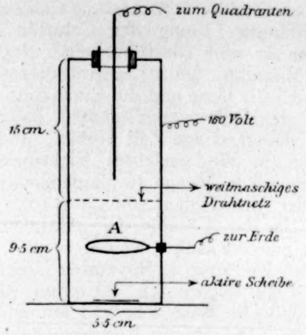
Der Drahtring A leitete die durch die α-Strahlen erzeugten Ionen ab, um ein störendes Hinaufdiffundieren in den oberen Meßraum zu verhindern.

Die auf dem Boden liegende *Ni*-Scheibe konnte wieder mit einem *Al*-Schirm bedeckt werden. War die *Ni*-Scheibe durch Eintauchen

1) l. c.

2) Die einzige Ausnahme bilden die mit dem Elektrometer gemessenen Zahlen für die Absorption mit dem *Al* 4 a Schirm. Doch soll die kleine Differenz auf Versuchsfehler geschoben werden. Die mit dem Elektroskop gemessenen Zahlen zeigen sämtlich den erwarteten Gang.

1) Miß H. Brooks, Phil. Mag. Sept. 1904.



in eine salzsaure Induktionslösung aktiviert, so ergab sich das überraschende Resultat, daß die im oberen Versuchsraum gemessene β-Strahlung eher etwas zunahm, wenn ein ca. $2,3 \cdot 10^{-3}$ cm. dicker *Al*-Schirm auf das Th. *B* gelegt wurde.

Eine Wiederholung des Versuches ergab das gleiche, bei einer zweiten hatte sich auf dem *Ni*-Blech kein reines Th. *B* niedergeschlagen, wie das langsamere Abklingen zeigte. Die Ursache dürfte eine Sekundärstrahlung sein. Die durch den *Al*-Schirm absorbierten steifen β-Strahlen ionisieren nicht so stark, wie die durch ihre Absorption entstehenden weicheren Sekundärstrahlen, die immerhin weiter wie 9,5 cm vordringen.

[Vielleicht könnte man die zuerst mitgeteilten Versuche durch eine homogene β-Strahlung des Th. *A* von größerem Durchdringungsvermögen, wie die α-Strahlen des Th. *B* resp. Th. *C* erklären, wenn man eine Störung durch Sekundärstrahlen, wie die vorhin beobachtete, annimmt. Die durch Absorption der Strahlen des Th. *A* in dünnen Schichten erzeugten weichen Sekundärstrahlen könnten stärker ionisieren, wie die absorbierten durchdringenderen Strahlen selbst, so daß die Gesamtabsorption zu klein ausfällt. Bei Absorption in dickeren Schichten sind die erzeugten Sekundärstrahlen zu durchdringend, um eine derartige Störung bewirken zu können. Doch soll diese Erklärung der andern einfacheren nicht vorgezogen werden.]

Wird dagegen das Th. *A* + Th. *B* mit dem $2,3 \cdot 10^{-3}$ cm dicken *Al*-Schirm bedeckt, so ergibt sich eine sehr deutliche Abnahme der Ionisation im oberen Meßraum. Die Strahlung des Th. *A* ist also im Vergleich zur β-Strahlung des Th. *B* eine sehr leicht absorbierbare.

Durchgelassene Prozente der β-Strahlung beim Bedecken mit einem $2,3 \cdot 10^{-3}$ cm dicken *Al*-Schirm. (Gemessen außerhalb der α-Strahlen)

Th. *A* + Th. *B*	Th. *B*
95,2	102,3
94,2	102,7
	98,8

Ähnliche Versuche wurden auch für Radiuminduktionen angestellt. Bei den Absorptionsmessungen für Ra. *B* + Ra. *C* und für elektrolytisch abgetrenntes Ra. *C* zeigt sich ebenso wie für Thoriuminduktionen, daß durch dünne Schirme die Strahlung des Ra. *B* + Ra. *C* mehr reduziert wird, wie die Strahlung des Ra. *C* und daß sich bei dickeren Schirmen der Effekt umkehrt. Das Ra. *B* besitzt also eine dem Th. *A* analoge Strahlung. Doch wurden diese Versuche nicht weiter ausgedehnt, da inzwischen von H. W. Schmidt[1]) und L. Bronson[2]) eine Strahlung für das Ra. *B* gefunden wurde.

Zusammenfassung der Resultate.

Durch Bedecken mit dünnen *Al*-Schichten [$2,1 \cdot 10^{-4}$ cm] wird die Strahlung des Th. *A* + Th. *B* mehr reduziert, wie die Strahlung des Th. *B*. Durch dickere *Al*-Schichten wird hingegen die Strahlung des Th. *B* mehr geschwächt wie die des Th. *A* + Th. *B*.

Untersucht man die Ionisation außerhalb des Bereiches der α-Strahlen, so ergibt sich beim Bedecken des Th. *A* + Th. *B* mit einem ca. $2,3 \cdot 10^{-3}$ cm dicken *Al*-Schirm eine deutliche Abnahme der Strahlung, während beim Bedecken von Th. *B* mit dem gleichen Schirm eher eine kleine Zunahme der Ionisation erfolgt.

Das Th. *A* sendet somit eine Strahlung aus, die zum Teil weniger durchdringend, zum größten Teil aber durchdringender ist, wie die α-Strahlen des im Th. *B* resp. Th. *C*.

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 897, 1905.
2) L. Bronson, Phil. Mag. July 1906.

Wien II. phys. Inst. d. Universität.

(Eingegangen 15. November 1906.)

Notiz über die Erzeugung von Radium aus Aktinium.

Von Bertram B. Boltwood.

Seitens einer Reihe verschiedener Forscher ist der Versuch gemacht worden, die Zunahme des Radiums in Lösungen von Uran experimentell nachzuweisen. Diese Versuche haben zwar ziemlich weit auseinander gehende Ergebnisse geliefert, indessen haben sie doch dazu gedient, den bündigen Beweis dafür zu erbringen, daß die Menge Radium, welche in einer gegebenen Zeit aus einer bekannten Gewichtsmenge Uran gebildet wird, daß

diese Menge sehr viel kleiner ist, als man nach der Zerfalltheorie erwarten sollte, sofern das Radium ein unmittelbares Produkt des Uraniums wäre. So hat Soddy[1]) festgestellt, daß die Radiummenge, die sich in einem käuflichen Uransalz im Verlaufe eines Zeitraumes von 18 Monaten bildete, nur ein Fünfhundertstel der Menge betrug, die nach der Theorie zu erwarten gewesen wäre. Andererseits hat Verfasser[2]) nachgewiesen, daß in einem gereinigten Uransalze die Menge Radium, welche sich in 390 Tagen bildete, nicht mehr als ein Sechszehnhundertstel der von der Theorie geforderten Menge betragen kann.

Die Konstanz der Verhältnisse zwischen den Mengen von Uran und von Radium, die sich in den natürlichen Mineralien finden, diese Konstanz ist indessen ein überzeugender Beweis für das enge gegenseitige Verwandtschaftsverhältnis dieser Elemente. Von der Annahme ausgehend, daß das Radium ein Zerfallsprodukt des Urans ist, muß man notwendig zeigen, daß zwischen beiden irgendein Zwischenprodukt mit verhältnismäßig langsamer Umwandlungsgeschwindigkeit besteht. Bei der Suche nach einem solchen Zwischenprodukt ist die Annahme, daß das Aktinium dieses Produkt sei, nach und nach bekräftigt worden. Es ist eine beträchtliche Menge experimenteller Daten gesammelt worden, und alle diese Daten führen zu dem Schlusse, daß die in einem Mineral vorkommende Menge von Aktinium der vorhandenen Uranmenge direkt proportional ist, und daß demgemäß das Aktinium ein Produkt des Urans ist. Ich habe daher den folgenden Versuch unternommen, um die Stellung des Aktiniums dem Radium gegenüber nachzuweisen.

Ich behandelte ein Kilogramm Carnotiterz, welches ungefähr zwanzig Prozent Uran enthielt, mit einem Überschuß von verdünnter Salzsäure und trennte den unlöslichen Teil von der Lösung. Darauf schied ich die durch Schwefelwasserstoff niedergeschlagenen Sulfide ab. Zu der so erhaltenen Lösung setzte ich etwa ein halbes Gramm Thoriumnitrat und darnach eine Lösung von mehreren Gramm Oxalsäure. Der leichte Niederschlag, welcher sich nach mehrtägigem Stehenlassen der Mischung gebildet hatte, wurde vollständig entfernt; dann wandelte ich die Oxalate in Nitrate um und schlug die Nitrate wiederum durch Oxalsäure aus verdünnter Lösung nieder. Durch eine Reihe anderer Versuche habe ich gefunden, daß man auf diese Weise praktisch das gesamte in einem Mineral enthaltene Aktinium abscheiden kann.

1) Nature **71**, 294, 1904; Phil. Mag. (6) **9**, 768, 1905.
2) Sill. Journ. **20**, 239, 1905.

Die aus dem zweiten Niederschlag gewonnenen Oxalate führte ich in Chloride über; die verdünnte Lösung der Chloride schmolz ich dann in eine Glasröhre ein. Nach ungefähr 2 Monaten, am 25. April dieses Jahres, kochte ich die Gase und die Emanation, welche sich in der Röhre angesammelt hatten, aus, ließ sie darauf einige Zeit stehen, und führte sie dann in ein geeichtes Elektroskop ein. Die vorhandene Menge Radiumemanation entsprach der Anwesenheit von $5,7 \times 10^{-9}$ Gramm Radium in der Lösung des Aktiniums. Ich schmolz nun die Röhre wieder zu und ließ sie unberührt bis zum 4. November stehen. An diesem Tage kochte ich wiederum die Emanation und die Gase aus und untersuchte sie aufs neue. Die Menge Radiumemanation, die ich jetzt fand, entsprach der Anwesenheit von $14,2 \times 10^{-9}$ Gramm Radium, ein Zeichen dafür, daß sich während des Zeitraumes von 193 Tagen in der Lösung eine Radiummenge gleich $8,5 \times 10^{-9}$ Gramm gebildet hatte. Das entspricht der Bildung von ungefähr $1,6 \times 10^{-8}$ Gramm Radium in einem Jahr. Die Radiummenge, welche mit 200 Gramm Uran (der ungefähren in dem zur Verwendung gelangten Mineral vorhandenen Uranmenge) im Gleichgewicht stehen würde, beträgt $7,6 \times 10^{-5}$ Gramm.[1]) Nimmt man an, daß die gesamte in dem Mineral vorhandene Aktiniummenge durch die oben beschriebene Behandlung abgeschieden worden ist, so läßt sich aus den vorstehenden Zahlen der Wert von λ für Radium berechnen; er ergibt sich zu $2,1 \times 10^{-4}$ (Jahr)$^{-1}$. Darnach ergibt sich der Zeitraum, welcher erforderlich ist, damit die Aktivität des Radiums auf die Hälfte ihres Anfangswertes abfällt, zu ungefähr 3300 Jahren, und dieser Wert ist von derselben Größenordnung wie der nach der jüngsten Schätzung von Rutherford angegebene.[2])

Es ist somit eine kräftige Stütze für die Annahme gewonnen worden, daß das Aktinium das Übergangsprodukt des Zerfallsprozesses zwischen Uran und Radium ist.

Ich will die ganze Versuchsreihe von Anfang an wiederholen, und zwar unter Beobachtung besonderer Vorsichtsmaßregeln, um einen genaueren Wert für die verschiedenen Konstanten zu erhalten.

1) Rutherford und Boltwood, Sill. Journ. **22**, 1, 1906.
2) 2600 Jahre; s. Phil. Mag. (6) **12**, 367, 1906.

Sloane Laboratory of Yale University, New Haven, Conn. 5. Nov. 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 20. November 1906.)

Die Absorption der α-Strahlen von Radiotellur (Radium F) in Metallen.

Von Edgar Meyer.

Einleitung. Gehen von einer Radiotellurplatte[1]) (Radium F), die sich in Luft befindet, ein Bündel möglichst paralleler α-Strahlen aus, so wird die Luft vor der Platte ionisiert. Bragg[2]) hat gezeigt, daß die Ionisation, die durch ein einzelnes α-Partikelchen hervorgerufen wird, mit der Entfernung von der Strahlungsquelle bis nahe zu seiner Reichweite hin ansteigt, während etwas weiter die Ionisation plötzlich sehr stark abfällt. Bragg zeigte, daß diese Ionisation, die durch das α-Partikelchen in einer Entfernung r cm vom Ende seiner Bahn erzeugt wird, umgekehrt proportional mit $\sqrt{r+c}$ verläuft, wo c eine Konstante $= 1,33$ ist. Rutherford[3]) wies andererseits nach, daß die Geschwindigkeit eines α-Partikels in einer Entfernung r cm, vom Ende seiner Bahn an gerechnet, direkt proportional mit $\sqrt{r+d}$ ist, worin d eine Konstante bedeutet, deren Wert Rutherford zu 1,25 bestimmte. Die Übereinstimmung dieser beiden Ausdrücke zeigt, daß die Ionisation, die in einem Volumelement der Luft durch ein α-Partikel hervorgerufen wird, umgekehrt proportional zu seiner Geschwindigkeit ist.[4]) Diese Überlegung Rutherfords ist in Übereinstimmung mit der Ansicht Braggs, daß der Verlust an Energie eines α-Teilchens bei der Ionisation in jedem Punkte umgekehrt proportional seiner Bewegungsenergie ist.

Nimmt man nun an, daß Absorption und Ionisation einander proportional sind, so ergibt sich, daß auch die Absorption umgekehrt proportional der Geschwindigkeit des α-Partikels sein muß.

Ich habe nun vorausgesetzt, daß dieselben Verhältnisse, wie sie sich bei Luft finden, auch in anderen Körpern[5]) vorhanden sind, z. B. in den Metallen. Bestimmt man also die Absorption einer Metallschicht als Funktion der Geschwindigkeit der α-Partikel, oder was auf dasselbe hinauskommt, als Funktion der Entfernung von der Strahlungsquelle, so müssen diese Zahlen genügen, um die Absorption von beliebig vielen Schichten desselben Metalls zu berechnen, ja man muß auch die Absorption dieser Schichten als Funktion ihrer Entfernung vom Präparat berechnen können. Hat man ferner 2 verschiedene Metallschichten im Strahlengange, so muß man aus der gemessenen Absorption für die einzelnen Metalle (wieder als Funktion des Abstandes von der Ursprungsstelle der Strahlen) berechnen können, wieviel die beiden Metallschichten, zusammen in den Strahlengang gebracht, absorbieren, und wie sich diese Absorption mit der Entfernung von der Strahlenquelle ändert.

1) Radiotellur sendet bekanntlich nur α-Strahlen aus

2) Bragg, Phil. Mag. Nov. 1905.

3) Rutherford, Phil. Mag. Aug. 1906.

4) Rutherford, Phil. Mag. Okt. 1906.

5) Rutherford hat l. c. den Geschwindigkeitsverlust, den die α-Strahlen in einer dünnen Glimmerplatte erleiden, direkt gemessen.

Es ist nun eine bekannte Tatsache[1]), daß die Absorption von 2 Metallschichten verschieden ausfällt, je nachdem z. B. die Strahlen in Richtung Aluminium → Stanniol oder Stanniol → Aluminium verlaufen. Frau Curie, l. c., schrieb den Schirmen eine transformierende Wirkung zu, Rutherford[2]) nahm früher an, daß an der Hinterseite der ersten Metallschicht Sekundärstrahlen erzeugt würden, die nun stärker in der 2. Schicht verschluckt werden, und daß die Menge dieser Sekundärstrahlen mit dem Metall sich ändert. Eine Stütze für diese Hypothese war auch die Erscheinung, daß bei Anwendung desselben Metalls eine zweite Schicht mehr absorbiert als die erste.

Kučera und Mašek[3]) glauben alle diese Erscheinungen erklären zu können, indem sie annehmen, daß die α-Strahlen beim Durchgange durch eine Metallschicht diffus zerstreut werden, und daß die Größe dieser Zerstreuung mit dem Atomgewichte der Metalle wächst.

Macht man nun die oben erwähnte Voraussetzung, so läßt sich die gleichzeitige Absorption von verschiedenen Metallen berechnen, gleichgültig, ob die Strahlen in Richtung z. B. Stanniol → Aluminium oder Aluminium → Stanniol verlaufen. Es ist daher ebensowenig notwendig, Sekundärstrahlen bei diesem Vorgange anzunehmen, als auch diffuse Zerstreuung in den Metallen.

Versuchsanordnung. Zur Bestimmung der Absorption wurde die elektrische Methode angewandt. Die Versuchsanordnung war folgende (vgl. Fig. 1). R ist eine Kupferscheibe, auf der sich der Radiotellurbelag (Radium F) befindet. Sie hat einen Durchmesser von 4 cm und ist auf einem kleinen Schlitten befestigt, der durch einen Zahnradtrieb bewegt werden kann. Dicht vor dem Präparat ist die von Bragg und Kleeman[4]) angegebene Blende B angebracht. Sie besteht aus einer Messingplatte von 2 mm Dicke und 5 cm Durchmesser. In der Mitte befindet sich ein Loch, in das ein Messingrohr von 10 mm Länge und 19 mm innerem Durchmesser eingelötet ist. Dieses Messingrohr ist ganz ausgefüllt mit kleinen achsenparallelen Röhrchen aus dünnem Kupfer-

1) z. B. S. Curie, „Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen" übers. von Kaufmann; Kučera und Mašek, diese Zeitschr. 7, 650, 1906.

2) Rutherford in seinem Buch „Radioactivity".

3) Kučera und Mašek, Phys. Zeitschr. 7, 653, 1906.

4) Bragg und Kleemann, Phil. Mag. 8, 726, 1904.

blech (Schablonenblech), die eine Länge von 10 mm, einen inneren Durchmesser von 1,8 mm besitzen. Man bekommt durch diese Blende Strahlen, deren Winkel mit der Normalen der Platte höchstens etwa 10^0 beträgt. Das bedeutet, daß z. B. in eine beliebige Ebene parallel *R* α-Strahlen gelangen, deren durchlaufene Wege sich höchstens um 2 Proz. unterscheiden.

Die aus der Röhrenblende austretende Strahlung gelangt in den Zylinderkondensator *C*. Dieser besteht aus einem Messingrohr von 5 cm Länge und 2,6 cm innerer Weite. Konaxial ragt in dieses Rohr ein gut isolierter Metall-

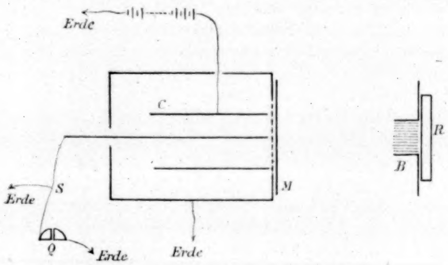


Fig. 1.

draht von 3,5 mm Dicke, der die innere Elektrode des Kondensators darstellt. Das Messingrohr wird mit einer kleinen Hochspannungsbatterie auf 136 Volt geladen, die innere Elektrode ist mit dem einen Quadrantenpaare eines Dolezalekschen Elektrometers *Q* verbunden, dessen anderes Quadrantenpaar an Erde liegt. Die Elektrometernadel hat eine Hilfsladung von 68 Volt, was einer Empfindlichkeit von etwa 536 mm pro Volt bei 1,5 m Skalenabstand ergibt. Bei *S* liegt an der Leitung zum Elektrometer noch ein Erdkontakt. Zur Zeit $t = 0$ wird dieser Kontakt aufgehoben und dann die Zeit gemessen, in der das Elektrometer einen bestimmten Ausschlag ergibt. Bei dieser Anordnung ist dann diese Zeit umgekehrt proportional der Ionisation im Kondensator. Für gute Isolation und Vorhandensein von Sättigungsstrom im Kondensator war gesorgt. Der ganze Kondensator *C* steht in einem zur Erde abgeleiteten Kasten aus Weißblech, der an der vorderen Wand ein engmaschiges Drahtnetz trägt. *C* wird mit seinem vorderen Rand möglichst dicht an das Drahtnetz herangeschoben. Auf der anderen Seite bei *M* können die absorbierenden Metallschichten, die auf einen Messingrahmen aufgeklebt sind, in den Strahlengang hineingebracht und daraus entfernt werden. Es wurde dafür gesorgt, daß die Metallschichten möglichst dicht an dem Drahtnetz waren. Gemessen wurde einmal die Zeit, in der sich das Elektrometer bis zu einem bestimmten Ausschlage auflud, wenn die Metallschicht sich im Strahlengange befand, dann das gleiche, wenn die Schicht entfernt war. Aus den beiden Zeiten ergibt sich dann die prozentische Absorption.

Versuchsergebnisse. Mit der beschriebenen Versuchsanordnung wurde nun zuerst die Absorption einer dünnen Aluminiumschicht (Dicke ungefähr 0,0035 mm, spez. Gewicht für *Al* zu 2,66 angenommen) als Funktion ihres Abstandes *MR* vom Präparat bestimmt. Es ergaben sich folgende Werte:

Tabelle 1.

Entfernung *MR*	prozentische Absorption
1,35 cm	26,7 Proz.
1,55 „	35,9 „
1,75 „	44,8 „
1,95 „	55,7 „
2,15 „	65,5 „
2,35 „	78,2 „
2,55 „	85,7 „
3,15 „	43,4 „
3,35 „	7,3 „
3,55 „	2,4 „
3,75 „	0,0 „

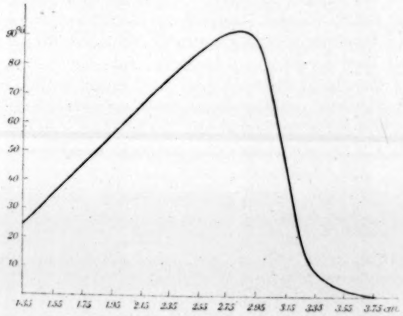


Fig. 2.

Graphisch dargestellt sind die Zahlen dieser Tabelle in Fig. 2. Man ersieht aus der Fig. 2, daß die Absorption der *Al*-Schicht mit ihrer Entfernung von dem Präparat bis zu einem Maximum wächst, um dann plötzlich auf Null zu sinken. Das ist aber nicht etwa so zu denken, daß in größerer Entfernung die Absorption wieder kleiner wird. Hätte man vollkommen parallele Strahlen, so wäre der absteigende Ast der Kurve überhaupt nicht vorhanden. Es liegen hier dieselben Verhältnisse vor wie bei Bragg und Kleeman, l. c. und bei Kučera und Mašek, l. c., die auch ein um so flacheres Maximum für die Ionisation der Luft erhalten, je weniger parallel ihre Strahlen sind.

Mißt man die Ionisation im Meßkondensator, ohne daß eine *Al*-Schicht im Strahlengang eingeschaltet ist, wieder als Funktion der Entfernung *MR*, so erhält man Tabelle 2.

Tabelle 2.

Entfernung *MR*	Zeiten
1,35 cm	30,2 Sek.
1,55 „	31,8 „
1,75 „	33,8 „
1,95 „	38,6 „
2,15 „	43,6 „
2,35 „	55,2 „
2,55 „	69,4 „
2,75 „	107,0 „
2,95 „	179,8 „
3,15 „	369,8 „

An Stelle der Ionisation sind die Zeiten angegeben, in denen sich das Elektrometer bis zu einem bestimmten Ausschlage aufladet. Diese Zahlen sind umgekehrt proportional der Ionisation. Graphisch dargestellt sind diese Zahlen in Figur 3.

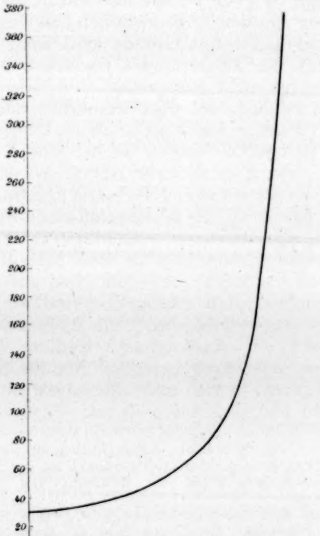


Fig. 3.

Aus diesen Zahlen kann man ersehen, welche Ionisation die verschiedenen Strahlen hervorrufen, die verschiedene Wege in Luft durchlaufen haben. Findet man also bei einer bestimmten Einstellung des Präparats die Zeit 38,6 Sek., so weiß man, daß dann die Strahlen vom Präparat an bis zur Stelle *M* 1,95 cm in Luft zurückgelegt haben. Aus der Fig. 2 ersieht man aber, daß Strahlen, die einen Weg von 1,95 cm zurückgelegt haben, in einer *Al*-Schicht von 0,0035 mm Dicke mit 55,7 Proz. absorbiert werden. Damit kann man aber auf folgende Weise die Absorption von 2 *Al*-Schichten von der doppelten Dicke berechnen.

Bringt man z. B. in die Entfernung $MR =$ 1,75 cm eine *Al*-Schicht, so absorbiert nach Tabelle 1 diese Schicht 44,8 Proz. Die Strahlen, die durch diese Schicht hindurch gelangen, haben an Geschwindigkeit einen gewissen Betrag verloren, werden also in einer zweiten Schicht stärker absorbiert. Wie groß diese Absorption ist, ergibt sich wie folgt. Die hindurchgegangenen Strahlen bringen im Kondensator eine Ionisation hervor, die umgekehrt proportional 61,2 ist (nach Tabelle 1). Derartige Strahlen sind aber nach Figur 3 solchen Strahlen äquivalent, die eine Luftstrecke von 2,45 cm durchdrungen haben, also nach Figur 2 in einer der ersten gleichen *Al*-Schicht mit 81,5 Proz. absorbiert werden.

Die gesamte Absorption beider Schichten berechnet sich also zu:

$$100 - \frac{(100-44{,}8)\,(100-81{,}5)}{100} = 89{,}8 \text{ Proz.},$$

während bei einem angestellten Versuche 89,0 Proz. gefunden wurde.

In der folgenden Tabelle 3 ist in der 2. Kolumne die Absorption von 2 ungefähr gleich dicken *Al*-Schichten (dieselbe Dicke wie das *Al* aus Tabelle 1) bei verschiedenen Entfernungen vom Präparat angegeben. Die 3. Kolumne enthält die Absorptionen, wie sie sich nach dem auseinandergesetzten Verfahren berechnen.

Tabelle 3.

Entfernung *MR*	prozentische Absorption gemessen	berechnet
1,35 cm	71,1 Proz.	71,6 Proz.
1,55 „	81,3 „	83,1 „
1,75 „	89,0 „	89,8 „

Die Übereinstimmung ist eine gute.

In der folgenden Tabelle 4 ist eine Beobachtungsreihe für ein Stanniolblatt angegeben.

Tabelle 4.

Entfernung *MR*	Zeit ohne	Zeit mit *Sn*	prozentische Absorption
1,35 cm	28″,8	33″,8	14,8 Proz.
1,55 „	31″,8	36″,0	11,7 „
1,75 „	34″,6	41″,4	16,4 „
1,95 „	37″,8	49″,4	23,5 „
2,15 „	44″,2	60″,2	26,6 „
2,35 „	55″,2	88″,6	37,7 „
2,55 „	71″,0	139″,4	49,1 „

Tabelle 5.

Entfernung *MR*	Zeit		prozentische Absorption	
	ohne	mit 2 *Sn*	gemessen	berechnet
1,35 cm	30″,2	39″,0	22,6 Proz.	27,6 Proz.
1,55 „	32″,8	44″,8	26,8 „	28,0 „
1,75 „	34″,2	53″,8	36,4 „	38,1 „
1,95 „	37″,8	67″,6	44,1 „	49,1 „
2,15 „	44″,6	103″,4	56,9 „	58,0 „

In Tabelle 5 ist die entsprechende Beobachtungsreihe für 2 Stanniolblätter angegeben. In der 5. Kolumne sind die aus der Tabelle 4 berechneten Werte für 2 Blätter eingetragen, die, wie man sieht, in guter Übereinstimmung mit den direkt gemessenen Werten sind. Die berechneten Werte sind durchgehend etwas zu groß. Das hat wohl darin seinen Grund, daß das 2. Stanniolblatt etwas dünner ist als das erste, aus dem berechnet wird (0,0012 mm und 0,0013 mm, unter der Annahme eines spez. Gewichtes von Zinn = 7,3).

Genau nach derselben Methode kann man aus der Tabelle 1 und 2 für *Al*, sowie aus Tabelle 4 für *Sn* die Absorption berechnen, einmal wenn die Strahlen in der Richtung $Al \rightarrow Sn$, dann wenn sie in der Richtung $Sn \rightarrow Al$ verlaufen. Die Resultate sind in den folgenden beiden Tabellen angegeben.

Tabelle 6.

Richtung der Strahlen $Al \rightarrow Sn$.

Entfernung *MR*	Zeit		prozentische Absorption	
	ohne	mit Schicht	gemessen	berechnet
1,35 cm	29″,8	52″,4	43,1 Proz.	45,0 Proz.
1,55 „	32″,2	65″,8	51,1 „	57,4 „
1,75 „	35″,2	96″,6	63,6 „	68,3 „

Tabelle 7.

Richtung der Strahlen $Sn \rightarrow Al$.

Entfernung *MR*	Zeit		prozentische Absorption	
	ohne	mit Schicht	gemessen	berechnet
1,35 cm	28″,0	57″,6	51,4 Proz.	51,4 Proz.
1,55 „	30″,6	75″,6	59,5 „	56,3 „
1,75 „	35″,8	114″,2	68,7 „	67,8 „
1,95 „	38″,6	203″,0	81,0 „	79,6 „
2,15 „	44″,2	350″,4	87,4 „	86,8 „

Die berechneten Werte für die Anordnung $Al \rightarrow Sn$ sind durchgehend zu hoch, was wieder daran lag, daß das verwandte Stanniolblatt dünner war, als das bei den Messungen der Tabelle 4 verwandte. Die Übereinstimmung in Tabelle 7 ist gut.

Aus diesen Versuchen ergibt sich noch folgendes. Berechnet man sich die Strecke, um die man die Radiotellurplatte vom Kondensator wegrücken muß, um dieselbe Ionisation zu erhalten, wie bei einer näheren Entfernung mit eingeschaltetem *Al*-Blatt, so ergibt sich:

Tabelle 8.

Entfernung *MR*	Verschiebung der Platte
1,35 cm	0,70 cm
1,55 „	0,72 „
1,75 „	0,69 „
1,95 „	0,71 „
	Mittel 0,71 [1])

Diese Verschiebung von etwa 0,71 cm, die die Dicke einer Luftschicht darstellt, die gleiche Absorption wie die *Al*-Schicht zeigt, ist unabhängig von der Entfernung vom Präparat, ein Resultat, das sich auch aus den in der Einleitung gegebenen Anschauungen von Bragg und Rutherford ergibt.

Zieht man diese 0,71 cm zu der Lage des Maximums in Figur 2 hinzu, so müßte man die Reichweite der α-Strahlen in Luft erhalten. Es ist aber klar, daß die auf einem solchen Umwege erhaltene Zahl keinen Anspruch auf Genauigkeit machen kann. Hierzu kommt, daß das Maximum zu flach ist und daß die Bestimmung der sehr großen Absorptionen zu ungenau wird (aus dem letzten Grunde sind auch in der Tabelle 1 die Absorptionen zwischen 2,55 cm und 3,15 cm nicht gemessen).

Zum Schlusse sei noch bemerkt, daß man einen Teil meiner Resultate auch aus den Kurven durch Integration finden kann, die Kučera und Mašek, l. c., in ihrer Arbeit geben.

Zusammenfassung. Es ist nicht notwendig, bei der Erklärung der Absorption der α-Strahlen in Metallschichten eine Sekundärstrahlung oder eine diffuse Zerstreuung in den Metallen anzunehmen, sondern es ist möglich auf Grund der Annahme, daß Absorption und Ionisation einander proportional sind[2]), die Absorption von α-Strahlen des Radiotellurs (Radium *F*) in mehreren aufeinandergelegten Metallschichten zu berechnen, wenn man die Absorption der einzelnen Metallschichten kennt.

1) Kučera und Mašek finden, l. c. S. 631, für diese Zahl 6,97 mm, wenn sie das *Al*-Blatt direkt auf das Präparat auflegen (bei einer Dicke der *Al*-Schicht von ungefähr 0,00388 mm).

2) Daß diese Annahme berechtigt ist, ergibt sich auch aus dem folgenden. Kombiniert man die Kurve der Absorption (Fig. 2) mit einer Kurve, die die Ionisation als Funktion der Entfernung vom Präparat darstellt (z. B. Levin, diese Zeitschr 7, 520, 1906, aus Fig. 2 die Kurve o), und stellt nun, nachdem man den beiden Maximis dieselbe Abszisse gegeben hat, die Absorption als Funktion der Ionisation dar, so erhält man eine gerade Linie.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.
Oktober 1906.

(Eingegangen 3. November 1906.)

Über die Radioaktivität des Regens.[1])

Von G. Costanzo und C. Negro.

Im Verfolg unserer Untersuchungen über die Radioaktivität der atmosphärischen Niederschläge in Bologna[2]) erscheint es uns zweckmäßig, bereits jetzt einen Bericht über die Beobachtungen zu erstatten, welche wir im Laufe des letzten meteorologischen Frühlings (März bis Mai) haben machen können.

Wir haben die Niederschläge unmittelbar in der Weise gesammelt, daß wir in freier Luft einen kreisringförmigen Behälter aufstellten und diesen dann in den Zylinder einschlossen, welcher den Zerstreuungskörper des Apparates von Elster und Geitel umgibt. Dieses Verfahren ist also das gleiche, welches wir bereits im vergangenen Winter (1905—1906) angewendet haben.[3]) Zum Teil haben wir auch das im Regenmesser angesammelte Wasser benutzt. Wir stellten die üblichen Beobachtungen an, welche unmittelbar die verschiedenen Weisen betreffen, in denen die Niederschläge niedergingen. Außerdem aber haben wir auch die begleitenden meteorologischen Verhältnisse berücksichtigt, besonders den Barometerdruck, die Richtung der tieferen und der höheren Windströmung, und die Temperatur gemäß den im Observatorium des St. Ludwigs-Gymnasiums gemachten Aufzeichnungen. Wir haben sämtliche Regenfälle der Beobachtung unterworfen, welche im Laufe der Zeit nach und nach erfolgt sind. Wir hatten nun bei unseren Beobachtungen über die Schneefälle Gelegenheit gehabt, festzustellen, daß, unter dem Gesichtspunkt der Radioaktivität betrachtet, solche Schneefälle besonderes Interesse boten, welche unter außergewöhnlichen Verhältnissen — hauptsächlich unter außergewöhnlichen Windverhältnissen — auftraten. Wir erwarteten deshalb, daß etwas Ähnliches für die Regenfälle zutreffen würde, und richteten demgemäß unsere Aufmerksamkeit besonders auf solche Regenfälle, welche einen gewitterartigen Charakter trugen.

Die angewandten Abkürzungen sind die heutzutage auf den italienischen Stationen üblichen. Die Windgeschwindigkeit ist nach der willkürlichen Skala — 0 = Windstille, 4 = größte Windstärke — angegeben.

Der Barometerstand ist auf 0^0 reduziert; das Barometergefäß befindet sich 108 m über dem Meeresspiegel. Die mitgeteilten Temperaturen beziehen sich auf die Zeiten 9^h a. m., 3^h p. m. und 9^h p. m. In jedem Einzelfalle haben wir die Temperaturablesung angegeben, welche der betreffenden Beobachtung zeitlich zunächst liegt.

22. März 1906.

Himmel = 10 Cu. Wind = N (2). Barometerstand = 747,5 mm. Temperatur = 7^0,0.

Der Regen setzte in den ersten Morgenstunden ein und dauerte den ganzen Tag über an. Der Niederschlag erreichte eine Höhe von 32 mm.

Das Elektrometer wurde geladen, um den Ionisationszustand der atmosphärischen Luft zu bestimmen. Wir erhielten folgende Ablesungen:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
7^h 50^m a. m.	19,3	173,7	
			2,4
8^h 50^m a. m.	18,9	171,3	

Um 9^h 20^m früh hatte die Regenmenge die Höhe von 4 mm erreicht. Wir entnahmen nunmehr dem Regenmesser 40 Gramm und brachten sie in den Zerstreuungszylinder. Wir erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
9^h 20^m a. m.	22,0	190,9	
			3,9
10^h 20^m a. m.	21,4	187,0	
			2,6
11^h 20^m a. m.	21,0	184,4	

26. März 1906.

Himmel = 10 Cu. Wind SO (1). Barometerstand um 3^h 0^m p. m. = 747,8 mm. Temperatur = 7,0^0.

Um 1 Uhr nachmittags begann ein Regen, welcher bis zum Morgen des nächsten Tages andauerte. Die Regenmenge erreichte insgesamt eine Höhe von 23,5 mm. Am 26. März um 4^h 20^m p. m. waren 4 mm gefallen.

Wir beobachteten nunmehr den Ionisationszustand der Luft und fanden:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
1^h 20^m p. m.	21,8	189,6	
			4,6
2^h 20^m p. m.	21,1	185,0	
			7,0
4^h 20^m p. m.	20,0	178,0	

Es werden 40 Gramm des Niederschlages in den Zerstreuungszylinder eingeschlossen und die nachstehenden Ablesungen erhalten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
4^h 30^m p. m.	18,2	167,0	
			7,0
6^h 30^m p. m.	17,2	160,0	

14. April 1906.

Um 3 Uhr nachmittags: Himmel = 10 Cu. Barometerstand = 757,5 mm. Temperatur = 16,0^0.

Von ^{h} 20^m p. m bis 2^h 30^m p. m. hatten wir heftigen Regen, begleitet von Blitz und Donner. Der Wind blieb während dieser ganzen Zeit auf W (3).

Wir luden das Elektrometer und erhielten:

1) Nach Beobachtungen, welche während des meteorologischen Frühlings 1906 zu Bologna angestellt worden sind.

2) Über die Radioaktivität des Schnees. Diese Zeitschr. 7, 350—353, 1906.

3) a. a. O.

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
1^h 20^m p. m.	25,8	211,9	
2^h 20^m p. m.	25,5	210,5	1,4

Wir brachten 40 Gramm Regenwasser in den Apparat und erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
2^h 20^m p. m.	22,0	190,9	
3^h 20^m p. m.	21,0	184,4	6,5
4^h 20^m p. m.	21,0	184,4	0,0

19. April 1906.

Himmel = 10 Cu. Wind = N (1). Barometerstand = 739,7 mm. Temperatur = 13,2°.

Der Regen begann während der voraufgegangenen Nacht zu fallen und hielt am 19. während des ganzen Vormittags an. Er erreichte eine Höhe von 23 mm.

Wir untersuchten den Ionisationszustand der Luft und erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
6^h 50^m a. m.	13,5	135,4	
7^h 50^m a. m.	13,2	133,4	2,0

Wir brachten wieder, wie gewöhnlich, 40 Gramm von dem im Laufe der Nacht gefallenen Regenwasser in den Zerstreuungszylinder und lasen dann ab:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
7^h 55^m a. m.	17,3	160,0	
8^h 55^m a. m.	16,9	158,0	2,0
11^h 20^m a. m.	15,5	148,8	9,2

Himmel = 10 Cu. Wind = NW (1). Barometerstand = 752,9 mm. Temperatur = 17,0°.

In den ersten Nachmittagsstunden trat unversehens ein Gewitterregen auf; dabei fielen vereinzelte Hagelkörner. Wir setzten nun, um den Niederschlag direkt zu sammeln, das kleine kreisringförmige Gefäß aus, welches dann in den Zerstreuungszylinder eingeführt werden mußte. Inzwischen führten wir die üblichen Ablesungen zur Bestimmung der Luftionisation aus.

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
1^h 0^m p. m.	14,0	138,6	
2^h 0^m p. m.	13,0	132,0	6,6

Wir führten darauf in den Zylinder des Apparates die geringe Menge des Niederschlages ein, welche wir auf die eben geschilderte Weise hatten sammeln können. Sie belief sich auf etwa 3 Gramm. Wir beobachteten dann:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
2^h 0^m p. m.	26,0	212,9	
2^h 30^m p. m.	24,0	202,3	10,6
3^h 30^m p. m.	23,0	196,7	5,6
4^h 30^m p. m.	22,0	190,9	5,8

Hierauf nahmen wir 30 Gramm von dem Wasser, welches sich während des Gewitters in dem Regenmesser angesammelt hatte, und erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
7^h 50^m p. m.	21,0	184,4	
8^h 20^m p. m.	20,0	178,0	6,4
9^h 20^m p. m.	18,5	168,9	9,1
10^h 30^m p. m.	17,5	162,1	6,8

Während dieses Gewitters, welches von 3^h 0^m bis 3^h 30^m p. m. anhielt, sammelte sich in dem Regenmesser eine, zum Teil auch von geschmolzenem Hagel herrührende, Wassermenge an, welche einer Höhe von 31,0 mm entsprach. Während der ganzen Gewitterperiode erfolgten zahlreiche uud heftige elektrische Entladungen.

9. Mai 1906.

Himmel = 10 Cu. Wind = O (3). Barometerstand = 751,4. Temperatur = 16,3°.

Um 3^h 15^m p. m. brach ein furchtbares Gewitter mit Blitz, Donner und Regen los. In 45 Minuten zeigte der Regenmesser eine Niederschlagsmenge von 3,6 mm an. Wir benutzten in gleicher Weise wie tags zuvor, also nachdem wir, um den Niederschlag zu sammeln, den kreisringförmigen Behälter unseres Apparates ausgesetzt hatten, 8 Gramm Wasser.

Wir untersuchten den Ionisationszustand der Luft und fanden sie sehr radioaktiv.

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
3^h 20^m p. m.	15,0	145,3	
4^h 20^m p. m.	11,5	121,6	23,7

Wir führten das Wasser in den Zerstreuungszylinder ein, und es erwies sich in der ersten halben Stunde als sehr radioaktiv: es ergab sich nämlich in 35 Minuten eine Differenz von 16,8 Volt, welche einer Differenz von ungefähr 28,9 Volt in der Stunde entsprechen würde. Danach zeigte sich eine ziemlich viel geringere Radioaktivität.

Wir lassen nun die Beobachtungen folgen:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
4^h 25^m p. m.	18,0	165,6	
5^h 00^m p. m.	15,5	148,8	16,8
7^h 35^m p. m.	12,0	125,8	23,0

15. Mai 1906.

Gewitter von 1^h 45^m p. m. bis 2^h 30^m p. m. Während dieses Zeitraumes fiel eine Regenmenge von 7,0 mm. Der Barometerstand war 741,0 mm. Wind SW (3). Temperatur = 19,0°.

Wir untersuchten in gewohnter Weise die Zerstreuung durch die Atmosphäre und erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
3^h 55^m p. m.	16,0	152,2	
2^h 30^m p. m.	16,0	152,2	0,0

Wir brachten 20 Gramm Wasser, die in der oben geschilderten Weise gesammelt worden waren, in den Zerstreuungszylinder, und lasen ab:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$2^h\ 30^m$ p. m.	24,0	202,3	
$3^h\ 30^m$ p. m.	22,7	195,0	7,3
$4^h\ 30^m$ p. m.	21,1	185,0	10,0
$5^h\ 00^m$ p. m.	21,0	184,4	0,6
$6^h\ 00^m$ p. m.	19,1	172,5	11,9

Wir führten nun 20 Gramm Wasser ein, die sich im Regenmesser angesammelt hatten, und erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$6^h\ 03^m$ p. m.	19,0	171,9	
$7^h\ 45^m$ p. m.	18,2	167,0	4,9
$6^h\ 40^m$ a. m. (des folgenden Tages)	8,0	92,2	74,8

16 Mai 1906.

Seit $6^h\ 45^m$ a. m. regnete es mit Unterbrechungen, und den ganzen Tag hindurch regnete es mit wiederholten Unterbrechungen weiter. Himmel = 10 Cu. Wind = W (2). Barometerstand = 15,7°.

Bei der Untersuchung des Ionisationszustandes der Luft erhielten wir am Elektrometer die folgenden Ablesungen:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$6^h\ 45^m$ a. m.	17,7	163,5	
$7^h\ 45^m$ a. m.	16,7	156,7	6,8

Wir sammelten in der oben beschriebenen Weise direkt 4 Gramm von dem gefallenen Regen und brachten sie in den Zerstreuungszylinder. Wir erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$7^h\ 45^m$ a. m.	14,0	138,6	
$8^h\ 45^m$ a. m.	12,0	125,1	13,5
$9^h\ 45^m$ a. m.	11,0	118,1	7,0
$1^h\ 45^m$ p. m.	9,0	100,6	17,5

Gegen 1 Uhr nachmittags wird der Regen von Blitz und Donner begleitet und wird viel reichlicher. Der Barometerstand war 738,8 mm. Wir sammelten nunmehr 15 Gramm Wasser und machten damit die folgenden Ablesungen:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$2^h\ 15^m$ p. m.	25,0	207,9	
$3^h\ 15^m$ p. m.	23,0	196,7	11,2
$4^h\ 40^m$ p. m.	21,0	184,4	12,3

Wir brachten darauf in den Schutzzylinder des Apparates 15 Gramm Wasser, die aber jetzt im Regenmesser gesammelt worden waren, und erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$4^h\ 45^m$ p. m.	18,5	168,9	
$5^h\ 15^m$ p. m.	18,0	165,6	3,3
$6^h\ 15^m$ p. m.	17,0	158,7	6,9

17. Mai 1906.

Von $2^h\ 15^m$ p. m. an fiel ein ziemlich dichter, von Blitz und Donner begleiteter Regen.

Himmel = 10 Cu. Wind W (2). Barometerstand = 737,7 mm. Temperatur = 17,0°.

Der Regenmesser zeigte am Schlusse des Regens 17,5 mm.

Wir sammelten von der Traufe 17 Gramm Wasser und machten die folgenden Ablesungen:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$3^h\ 25^m$ p. m.	19,0	171,9	
$4^h\ 30^m$ p. m.	17,0	158,7	13,2
$7^h\ 45^m$ p. m.	11,5	121,6	37,1

20. Mai 1906.

Da das Wetter drohend war, so hielten wir es für gut, den Ionisationszustand der Luft zu beobachten. Wir erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$4^h\ 30^m$ p. m.	17,9	164,9	
$5^h\ 30^m$ p. m.	17,5	162,1	2,8

Um $5^h\ 15^m$ p. m. begann es zu regnen. Im Regenmesser sammelten sich 0,5 mm an. Der Regen war von Blitz und Donner begleitet.

Wind = W (3). Barometerstand = 744,2 mm. Temperatur 15,0°.

Wir sammelten in üblicher Weise in dem kreisringförmigen Behälter 4 Gramm Wasser und führten mit diesen die folgenden Bestimmungen aus:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$7^h\ 25^m$ p. m.	24,6	205,7	
$8^h\ 00^m$ p. m.	22,5	193,9	11,8
$8^h\ 30^m$ p. m.	18,5	168,9	25,0
$9^h\ 30^m$ p. m.	17,5	162,1	6,8

Wir haben im vorstehenden unsere Beobachtungen mitgeteilt und uns dabei auf eine einfache Aufstellung der Tatsachen beschränkt. Die einzelnen Beobachtungen sind nämlich, wie ersichtlich, unter Bedingungen ausgeführt worden, welche eine absolute Vergleichung nicht gestatten. Dennoch können wir zu einigen Schlüssen gelangen, welche wenigstens zur Richtschnur für zukünftige Untersuchungen über diesen Gegenstand dienen können.

Aus den oben mitgeteilten Messungen geht zunächst hervor, daß frisch gefallenes Regenwasser stets radioaktiv ist. Der Ladungsverlust im Apparate war nämlich bei allen Bestimmungen größer, wenn unter den Schutzzylinder des Apparates frisch gefallenes Regenwasser eingeführt worden war.

Man beobachtet weiter, daß die Radioaktivität des Regenwassers nach einem verhältnismäßig kurzen Zeitraume abnimmt. In der Tat fanden wir kaum 30 Minuten nach dem Regen-

fall beträchtliche Abnahmen der Ladungsverluste.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß die Radioaktivität des Regenwassers dann sehr viel beträchtlicher ist, wenn es von Gewittergüssen herrührt, besonders wenn diese noch von Hagel begleitet sind.

Über den etwaigen Einfluß des Barometerdruckes auf die Radioaktivitätsverhältnisse der atmosphärischen Niederschläge definitive Schlußfolgerungen zu ziehen, war uns nicht möglich; bei der geringen Anzahl von Beobachtungen war es auch nicht zulässig, Deduktionen zu machen. Man wird eine größere Menge von Beobachtungsmaterial sammeln müssen, um zu berechtigten Schlüssen gelangen zu können; das gedenken wir in Zukunft zu tun.

Dasselbe müssen wir bezüglich der gleichzeitig ausgeführten Beobachtungen über die Temperatur, den Zustand des Himmels, die Richtung und die Geschwindigkeit des Windes sagen.

Wenn wir nun die hier wiedergegebenen Resultate mit denen zusammenstellen, welche wir früher in bezug auf den Schnee erhalten haben, und über die wir in der eingangs genannten Arbeit berichtet haben, so können wir sagen, daß unsere Beobachtungen sowohl für den Schnee als auch für den Regen die folgenden Sätze auszusprechen gestatten:

1. Der atmosphärische Niederschlag, er mag nun Schnee oder Regen sein, ist in frisch gefallenem Zustande stets radioaktiv.

2. Die Radioaktivität dieses Niederschlages verschwindet nach kurzer Zeit (nach ungefähr zwei Stunden) fast vollständig.

3. In den Gewitterniederschlägen ist die Radioaktivität merklich stärker.

Bologna, St. Ludwigs-Gymnasium, im Oktober 1906.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 22. Oktober 1906.)

Bemerkung zu der Diskussion[1]) über den Doppler-Effekt der Kanalstrahlen.

Von F. Paschen.

Die Herren B. Strasser und M. Wien stützen eine von ihnen erdachte Hypothese über die Entstehung des Doppler-Effektes im Lichte der Kanalstrahlen mit der von ihnen beobachteten Tatsache, daß in der ersten Kathodenschicht der Doppler-Effekt fehle. Obwohl diese Beobachtung durch eine andere des Herrn J. Stark[1]) bereits widerlegt scheint, bei der in der ersten Kathodenschicht eines Kanalstrahl-Rohres der Doppler-Effekt gefunden ist, möchte ich das Resultat einiger Spektralaufnahmen der ersten Kathodenschicht mit nicht durchlöcherter Kathode in Wasserstoff (also mit der von Herrn Stark in der Anmerkung empfohlenen Anordnung) mitteilen. Ich beobachtete senkrecht zur Kathodenfläche, so daß also die Kathodenstrahlen auf den Spalt hin eilten. Die Anode befand sich in einer seitlich angeblasenen Röhre. Bei einer Spannung von 3000 Volt, einem 4 cm langen Dunkelraum und in sehr reinem, von Quecksilber völlig befreiten Wasserstoff zeigte sich bei H_β und H_γ der nach Rot verschobene Doppler-Streif, von der Ruhelinie getrennt durch einen Zwischenraum. Außerdem entstand auch auf der anderen Seite (nach Blau) ein Doppler-Streif, der wahrscheinlich herrührt von Kanalstrahlen, welche an der Kathode reflektiert sind, und dem sich außerdem wohl noch durch optische Reflexion an der blanken Aluminium-Kathode Licht des Doppler-Effektes der ersten Kathodenschicht hinzugesellt. Denn der nach Violett verschobene Doppler-Streif ist in allen meinen Aufnahmen ein wenig lichtstärker als der nach Rot verschobene primäre Streif. Der Zwischenraum zwischen dem primären Streif und der Ruhelinie ist in der ersten Kathodenschicht bedeutend schmäler als in dem Lichte der Kanalstrahlen hinter einer durchlochten Kathode bei sonst gleichen Entladungsumständen (Potential und Länge des Dunkelraumes). Ebenso ist cet. par. die Stelle größter Schwärzung im Doppler-Streif von der Ruhelinie in der ersten Kathodenschicht bedeutend weniger entfernt, als in den Kanalstrahlen. Hierauf werde ich später näher zurückkommen.

Wenn hiernach auch bewiesen ist, daß die bewegten Kanalstrahl-Teilchen ohne den „Ruck" in der Kathodenfläche leuchten können, so ist doch möglich, daß ein solcher „Ruck" das Leuchten verstärkt. Denn in der ersten Kathodenschicht scheint der Doppler-Streif auffallend lichtschwach, so daß ich ihn nur bei sehr reinem Gas mit verhältnismäßig langer Exposition photographieren konnte.

1) Diese Zeitschr. 7, 746, 1906.

1) S. 747. l. c. Anm.

(Eingegangen 14. November 1906.)

Über die Herabsetzung des Funkenpotentials durch Bestrahlung der Funkenstrecke.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von J. Herweg.

Die Frage, ob das Funkenpotential durch Bestrahlung der Funkenstrecke erniedrigt wer-

den kann, ist, soweit ich aus der Literatur ersehen habe, bis jetzt noch nicht mit Sicherheit gelöst. Es liegen verschiedene Arbeiten vor, die sich teils unklar, teils dafür und teils dagegen aussprechen. Die neueste Arbeit stammt von Herrn Warburg aus dem Jahre 1901.[1])

Warburg vertritt hier den Standpunkt, daß „die Wirkung der ultravioletten Strahlen auf die Funkenentladung lediglich in einer Herabsetzung der Verzögerung, nicht in einer Herabsetzung des Funkenpotentials besteht, mag die Potentialdifferenz langsam oder schnell an die Funkenstrecke angelegt werden". Diese Behauptung Warburgs ist richtig, solange die durch die Strahlung hervorgerufene Ionisation relativ gering ist, vergrößert man dann aber die Intensität der Strahlungsquelle und damit die Anzahl der Ionen wesentlich, so kann man zweifellos auch eine Herabsetzung des Funkenpotentials herbeiführen.

Ich habe Versuche angestellt mit ultraviolettem Licht, Kathodenstrahlen und der Spitzenentladung eines Teslatransformators.

Die ganze Anordnung war sehr einfach.

Die Spannung wurde von einer 2plattigen Töplerschen Influenzmaschine geliefert. Durch einen variablen Jodkadmiumwiderstand im Nebenschluß konnte das Potential der einen Kugel der Funkenstrecke langsam bis zum Eintreten des Funkens erhöht werden. Die andere Kugel (es waren Zinkkugeln von 0,3 cm Radius) war dauernd geerdet, ebenso der freie Pol der Influenzmaschine. Das Funkenpotential wurde mittels eines vorher geeichten Braunschen Elektrometers gemessen. Durch einen Umschalter konnte die Spannung bald +, bald — gewählt werden.

Zunächst stellte ich Versuche mit ultraviolettem Licht an.

In einer Entfernung von 8 cm von der Funkenstrecke befand sich der Bogen einer Zinkbogenlampe. Außerdem wurde die Funkenstrecke dauernd mit einem schwachen Radiumpräparat bestrahlt, um Verzögerungen von vornherein möglichst auszuschließen.

Es wurde das Funkenpotential einmal mit, einmal ohne Bestrahlung gemessen und bei einer Funkenstrecke von 3 mm Länge eine Erniedrigung von 11350 Volt auf 10700 gefunden.

Hier könnte der Einwand erhoben werden, daß die Luft in der Nähe der Funkenstrecke erwärmt und dadurch die Erniedrigung des Potentials herbeigeführt wird.

Nun ist aber, wenn man sofort nach Einschalten der Lampe mißt, wie ich mich überzeugt habe, eine merkliche Erwärmung nicht zu konstatieren; man kann diese also zweifellos vernachlässigen.

Die erhaltene Erniedrigung von 650 Volt ist nun noch recht klein, so daß man vielleicht überhaupt noch an einer Erniedrigung zweifeln könnte.

Außerdem läßt sich voraussehen, daß man mit ultraviolettem Licht zu wesentlich besseren Resultaten nicht kommen wird.

Ich ging daher über zu Versuchen mit Kathodenstrahlen. Hing die Erniedrigung von der Ionisation ab, so waren hier sicher bessere Resultate zu erwarten, außerdem waren die Messungen einwandfrei, da Erwärmung und sonstige störende Einflüsse fortfielen.

Zur Erzeugung der Kathodenstrahlen benutzte ich eine Des Coudressche Kathodenstrahlröhre, die von einem Teslatransformator gespeist wurde. Wie Kontrollmessungen zeigten, blieb die Strahlung bei 20 Messungen konstant.

Über die Intensität der Strahlen möchte ich nur bemerken, daß ein Baryumplatincyanürschirm in einem Abstand von 2½ bis 3 cm vom Fenster noch leuchtete.

Das Fenster befand sich etwa ½ bis ¾ cm von der Funkenstrecke entfernt, die Strahlen fielen senkrecht in die Funkenstrecke ein.

Die Beobachtungen wurden folgendermaßen ausgeführt.

Zuerst wurde ohne Kathodenstrahlen die Spannung langsam erhöht, bis der Funke übersprang und das Funkenpotential am Braunschen Elektrometer abgelesen, darauf wurde dieselbe Messung bei Bestrahlung der Funkenstrecke mit Kathodenstrahlen wiederholt.

Die Beobachtnngen erstreckten sich auf Funkenstrecken von 3, 2 und 1 mm Länge.

Die Resultate sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

Kugelabstand	Funkenpotential in Volt				
	Ohne Kathodenstr.		Mit Kathodenstr.		
3 mm	11100	11100	6100	5900	
2 „	8200	8350	3500	3350	
3 „	11100	11100	5200	5200	
2 „	8350	8350	3350	3350	
3 „	10950	11100	5200	5000	
2 „	8200	8200	3500	3350	Spannung —
1 „	4800	4800	2200	2200	
2 „	8350	8200	3350	3350	
3 „	10950	10950	5350	5200	
3 „	10850	10950	5200	5200	
2 „	8200	8350	3900	4100	
1 „	4800	4800	2500	2500	
3 „	10850	10850	5200	5200	
2 „	8200	8200	3900	4100	
1 „	4650	4650	2500	2500	
3 „	10850	10950	5700	5200	Spannung +
1 „	4800	4800	2500	2850	
2 „	8200	8350	4650	4800	
3 „	10700	10850	5900	6100	

1) Ann. d. Phys. 5, 811, 1901.

Die Zahlen bei Bestrahlung zeigen eine Herabsetzung des Funkenpotentials auf ungefähr die Hälfte des Wertes ohne Bestrahlung. Die Zahlen ohne Bestrahlung entsprechen denen von Heydweiller-Paschen.

Das wirklich nur die Kathodenstrahlen, nicht etwa Schwingungen, hervorgerufen durch den Teslatransformator, die Herabsetzung bewirkten, wurde dadurch gezeigt, daß das kleine zur Erde abgeleitete Fensterchen der Kathodenstrahlröhre durch ein Metallscheibchen geschlossen wurde. Im übrigen wurde nichts geändert.

Eine Herabsetzung war jetzt nicht mehr zu bemerken.

Die Mittelwerte der Zahlen aus Tabelle 1 habe ich in ein Koordinatensystem eingetragen, als Abszissen den Kugelabstand, als Ordinaten die Funkenpotentiale mit und ohne Bestrahlung.

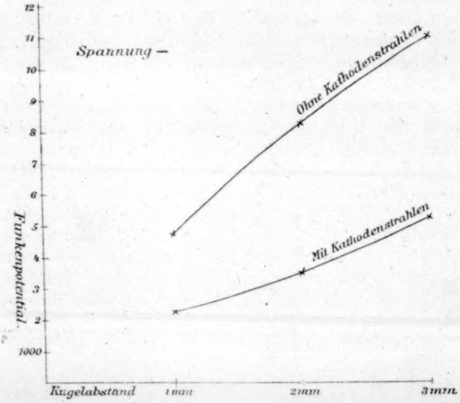


Fig. 1.

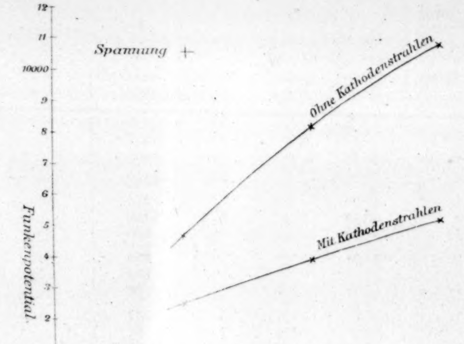


Fig. 2.

Die Kurven zeigen Fig. 1 und 2; Fig. 1 für — Spannung, Fig. 2 für + Spannung.

In den Kurven mit Kathodenstrahlen scheinen sich polare Unterschiede geltend zu machen, die eine ist nach oben, die andere nach unten konvex; doch bedarf es hier noch weiterer Messungen, um hierüber Aufklärung zu bekommen.

Als weiterer kräftiger Ionisator, der eine gut meßbare Herabsetzung des Funkenpotentials bewirken könnte, kommt noch die Spitzenentladung in Betracht.

Auch hiermit habe ich Versuche angestellt. Den freien Pol des Teslatransformators versah ich mit einer Spitze, die $4^1/_2$ cm von der Funkenstrecke entfernt war.

Diese Anordnung ist natürlich nicht so sauber und einwandfrei, wie die mit der Kathodenstrahlröhre; doch möchte ich diese Messungen nicht unerwähnt lassen, weil in diesem Falle, im Gegensatz zu den Messungen mit Kathodenstrahlen, im wesentlichen positive Ionen der Funkenstrecke zugeführt werden. Es zeigte sich dies an einem geringen positiven Ausschlag des Braunschen Elektrometers, wenn die Spitzenentladung wirkte.

Die erhaltenen Zahlen zeigt

Tabelle 2.

Kugel-abstand	Funkenpotential in Volt: Ohne Spitzenentladung		Mit Spitzenentladung		
3 mm	11200	11350	6550	6700	Spannung +
2 „	8350	8350	4800	5000	
1 „	4800	4800	4100	3900	
1 „	4800	4800	3500	3700	Spannung —
2 „	8350	8350	4450	5000	
3 „	11350	11350	6250	6600	

Auch hier zeigt sich eine beträchtliche Erniedrigung des Funkenpotentials.

Augenblicklich bin ich damit beschäftigt, den Zusammenhang zwischen Funkenpotential bezw. Kathodenfall und Stromstärke vor Eintritt des Funkens zu finden und eventuell vorhandene polare Unterschiede festzustellen.

Greifswald, Phys. Institut der Universität.

(Eingegangen 27. November 1906.)

Bemerkung über die Selbstumkehrung der Wasserstofflinien.

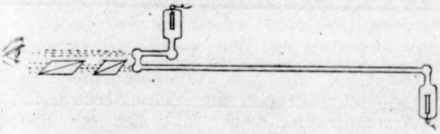
Von R. W. Wood.

Von zahlreichen Autoren ist die Umkehrung der roten Wasserstofflinie in Geißlerschen Röhren beschrieben worden. Die Erscheinung ist indessen nicht leicht zu beobachten, und ich habe sie wiederholt vergebens gesucht.

Im Verlaufe einiger kürzlich angestellter Versuche, bei denen ich eine große Wasserstoffröhre als Lichtquelle benutzte, beobachtete

ich einige Wirkungen, welche, wie mir scheint, auf die Absorption von Licht seitens des leuchtenden Gases zurückzuführen sind, und welche anzudeuten scheinen, daß das Absorptionsvermögen für Licht von der Wellenlänge der Linie H_α viel größer war als für solches von der Wellenlänge der Linien H_β oder H_γ.

Es handelt sich hier um eine große Röhre mit gerader Durchsicht („end on"); sie war etwa 15 cm lang und hatte eine lichte Weite



von ungefähr 2 oder 3 cm. Das Leuchten wurde durch die Entladung eines großen Induktors hervorgerufen, in dessen Stromkreis ein Kondensator und eine Funkenstrecke geschaltet waren. Diese Anordnung ist bekanntlich besonders günstig für das Auftreten des einfachen Linienspektrums des Gases.

Wie ich beobachtete, war die Farbe der Entladung, seitlich durch die Röhrenwandung betrachtet, ausgesprochen rot, während sie bei gerader Durchsicht bläulich ohne jeden Schein von Rot war. Ich dachte anfangs, der Effekt könnte physiologischen Ursprungs sein, denn die Intensität des Lichtes war in letzterem Falle viel größer. Um diesen Punkt klarzustellen, setzte ich die Intensität dadurch herab, daß ich die Entladung bei gerader Durchsicht durch ein Paar Nicolscher Prismen betrachtete, durch deren Drehung ich die Intensität auf jeden beliebigen Betrag verringern konnte. Die Nicols konnten offenbar zu keiner Farbenwirkung Anlaß geben, und durch den Umstand, daß die Farbe auch jetzt noch bläulich blieb, erscheint die physiologische Erklärung als abgetan. Meines Erachtens blieben nur zwei mögliche Erklärungen übrig, nämlich entweder die Annahme einer stärkeren Emission des roten Lichtes in einer Richtung parallel zur Stromrichtung, oder die einer kräftigeren Absorption der roten Strahlen durch das leuchtende Gas.

Um zwischen diesen beiden möglichen Erklärungen zu entscheiden, brauchte ich nur eine Doppelröhre mit gerader Durchsicht zu konstruieren, die eine sehr lange und eine sehr kurze Kapillare hat. Ich stellte also eine Röhre von der in vorstehender Figur angegebenen Form her, füllte sie mit Wasserstoff und pumpte sie aus. Die kurze Kapillare erschien ausgesprochen rötlich in Farbe, während die lange in ihrer Färbung ohne jeden rötlichen Schein war, auch dann, wenn ihre Intensität durch die Anwendung der Nicolschen Prismen herabgesetzt worden war. Da nun bei diesem letztgenannten Versuch das Gas in beiden Fällen in der Stromrichtung betrachtet wird, so ist die Erscheinung wahrscheinlich auf Absorption zurückzuführen.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. Oktober 1906.)

Die Leitfähigkeit der Luft in einem starken elektrischen Felde und der Siemenssche Ozonerzeuger.[1]

Von Arthur W. Ewell.

Bei quantitativen Messungen der Leitfähigkeit der Luft muß die Ionisierung in einem beträchtlichen Querschnitt gleichförmig sein. Parallele Elektroden von verhältnismäßig großer Fläche ergeben das gleichförmigste Feld. An den unvermeidlichen winzigen Vorsprüngen der Elektroden befindet sich jedoch überschüssige elektrische Kraft, und deswegen wird die Luft dort erheblich ionisiert, bevor die Ionisierung an anderen Stellen eintritt, und es entsteht eine eng begrenzte Entladung oder ein Funken.

Wenn eine elektrische Kraft von wechselnder Richtung angewandt wird, so kann man eine Platte von dielektrischer Substanz, wie z. B. Glas in die Luft einfügen; ein die Luft durchfließender Strom wird dann durch das Glas als Verschiebungsstrom hindurchgehen. Es besteht dann immer noch eine etwas überschüssige Ionisierung in der unmittelbaren Nähe winziger Vorsprünge der Elektrode, aber der Isolator verhindert eine merkliche Ausdehnung dieser Ionisierung als Funken, und wenn die elektrische Kraft ausreichend ist, so wird die gesamte Luftmasse sehr gleichförmig ionisiert. Das Glas erhält auch ein stabiles Verhältnis zwischen der gesamten elektromotorischen Kraft und dem Strom, wenn die Luft einen labilen negativen Widerstand (siehe weiter unten) besitzt. Die Luft nimmt eine gleichförmige Purpurfarbe an und die Entladung ist sehr geräuschvoll. Der von mir benutzte Apparat ist in Fig. 1 abgebildet. Die Elektroden A und B aus verzinntem Kupfer und die Glasplatte C bilden im wesentlichen die einfachste Form eines Siemensschen Ozonerzeugers.[2] f und f' sind gleiche induktionslose Widerstände. E ist ist ein Thomsonsches elektrostatisches Voltmeter. H ist ein Hochspannungstransformator von 100 KW., dessen eine Seite geerdet ist und bei dem das Potential der anderen Seite aus der primären Potentialdifferenz erhalten wird, die man bei G abliest. Aus den Ablesungen der wirklichen sekundären Potentialdifferenz

1) Im Auszuge nach einer im Amer. Journal of Science veröffentlichten Arbeit des Verfassers (Nov. 1906, S. 368).

2) Siehe die Arbeit des Verfassers, Phys. Rev., S. 244. April 1906.

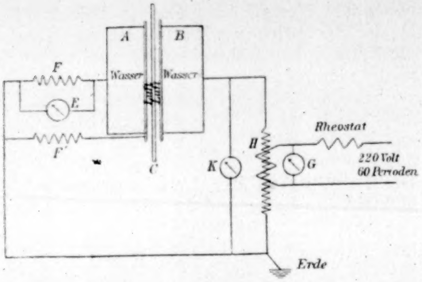


Fig. 1.

mittels eines Brownschen Elektrometers K bei Sekundärströmen verschiedener Größe und Phase fand ich als Umwandlungsverhältnis genau 500 : 1. Da eine gute Definition der Temperatur der Luft wesentlich war, wurden die Elektroden durch unmittelbar hinter ihnen befindlichen 10 Liter-Wasserbäder auf konstanter Temperatur erhalten. Bei den geringen zur Verwendung kommenden Polabständen konnten derartige Elektroden Luft und Glas annähernd auf ihrer eigenen Temperatur erhalten.

Die Elektrode B maß 30 × 30 cm. Die Elektrode A bestand aus einem inneren 20 × 20 cm großen Stück, das direkt in den Wasserbehälter eingelötet war, und einem in derselben Ebene befindlichen gegen den Behälter isolierten äußeren Schutzring. Der Zwischenraum nach dem inneren Teil zu betrug 1 mm und die Außenkante 30 × 30 cm. Der die Luft gegenüber dem mittleren Stück durchfließende Strom wurde aus dem Potentialabfall in dem induktionslosen Widerstand F bestimmt. Unter der wechselnden Potentialdifferenz zwischen den Elektroden durchflossen Verschiebungsströme die Luft und das Glas, und wenn eine gewisse von der Entfernung zwischen den Elektroden abhängende Potentialdifferenz überschritten wurde, war die Luft ionisiert und stellte sich in ihr ein Leitungsstrom her. Die Verschiebungsströme befolgen bekannte Gesetze; von Interesse sind der durch die Luftionen getragene Strom und die elektromotorische Kraft, die man an die Luft anlegt.

In Fig. 2 möge A die gesamte, an Luft und Glas angelegte elektromotorische Kraft, B die gesamte an das Glas und C die an die Luft angelegte elektromotorische Kraft darstellen. B ist die Vektorsumme von D, der elektromotorischen Kraft, die erforderlich ist, um in dem Glase ein Äquivalent für den Verschiebungsstrom in der Luft aufrecht zu erhalten, und E der für das Äquivalent des Ionisierungsstromes in der Luft erforderlichen elektromotorischen Kraft. A, die gesamte an-

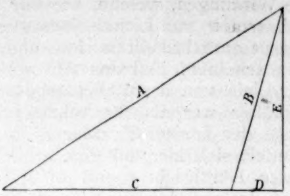


Fig. 2.

gelegte elektromotorische Kraft, wird direkt beobachtet, B, die zum Aufrechterhalten eines Verschiebungsstromes im Glase erforderliche elektromotorische Kraft, läßt sich mit direkt an das Glas angelegten Elektroden bestimmen. Da D einen Verschiebungsstrom im Glase aufrecht erhält, der in der Luft eine elektromotorische Kraft C erfordert, muß ihr Verhältnis das umgekehrte Verhältnis der Kapazitäten der beiden Plattenkondensatoren von gleicher Fläche sein, wobei bei dem einen die gegebene Luftdicke und bei dem anderen das Glas die dielektrische Substanz darstellt. Wenn k die Elektrizitätskonstante von Glas, d die Dicke des Glases und d_2 die der Luft ist, so erhalten wir

$$\frac{o}{C} - \frac{d_1}{k d_2}, \text{ oder } D = r C. \tag{1}$$

Nach der Geometrie ist

$$C_2 + 2 CD = A^2 - B^2 \tag{2}$$

$$C = \sqrt{A^2 - B^2}\,(1 - r + {}^3/_2\, r^2),$$

mit genügend genauer Annäherung für die an die Luft angelegte elektromotorische Kraft. Die Größe des Ionisierungsstromes ist gleich dem gesamten Strom minus dem Verschiebungsstrom, mit einem Vorsprung von $^1/_4$ Periode. Der Verschiebungsstrom ist offenbar gleich

$$\frac{2 \pi n A}{4 \pi d \cdot 9 \cdot 10^{11}} c, \tag{3}$$

worin n die Frequenz (= 60), A die Fläche der Elektroden, d die Luftdicke und C wie früher die an die Luft angelegte elektromotorische Kraft darstellen.

Folgende Beobachtung eines typischen Versuches wird den vorhergehenden Absatz erläutern.

5. Juli. Trockene Luft, Barometerstand 75,2, Temperatur des Wassers 22,5°, Dicke des Glases = 0,59 cm, Dicke der Luft = 43 cm.[1]) Primäre E.M.K. = 58,6; an die Elektroden angelegte E.M.K. (= A) = 29300. Induktionsloser Widerstand = 4000, elektrostatisches Voltmeter

1) Die gesamte Dicke der Luft auf beiden Seiten des Glases. Der Strom wurde nicht erheblich beeinflußt, wenn das Glas sich nicht genau mitten zwischen den Elektroden befand.

= 187[1]), gesamte Stromstärke = 4,76 Milliamperes.[1]) Nach der weiter unten gegebenen Kurve war eine E.M.K. von 23300 (= B) erforderlich, um einen Strom von 4,67 Milliamperes im Glase aufrecht zu erhalten. Der wirksame Flächeninhalt des mittleren Teiles betrug 404 qcm[2]), und wenn man die im obigen gegebenen Werte für die Dicke und Frequenz benutzt, so ergibt sich k zu 8,4 in elektrostatischen Einheiten und r zu 0,16. Nach Formel (2) ist die an die Luft angelegte E.M.K. = 15900, und nach der oben angegebenen Korrektur mit Bezug auf den Verschiebungsstrom ergibt sich der Ionisierungsstrom in der Luft zu 4,15. Die vollständigen Ergebnisse für dieses Glas sind in Fig. 3 eingetragen;

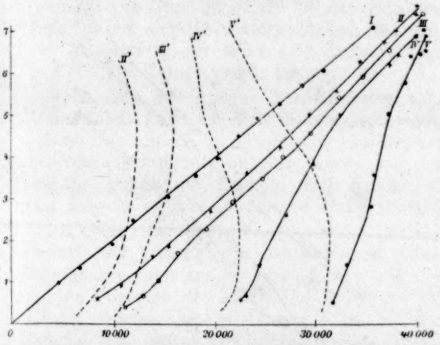


Fig. 3.

Abszissen = Volt; Ordinaten = Milliampere; Temperatur = (ann.) 20°.
I. Elektroden an 0,59 cm Spiegelglas, II. 0,59 cm Glas + 0,20 cm Luft, III. 0,59 cm Glas + 0,43 cm Luft, IV. 0,59 cm Glas + 1,31 cm Luft, V. 0,59 cm Glas + 2,41 cm Luft.
II', III', IV' und V' sind die korrigierten Kurven bezw. zu II, III, IV und V; sie geben die Beziehung zwischen der an die Luft angelegten E.M.K. und dem Ionisierungsstrom an.

durch die einzelnen Beobachtungen gehen voll ausgezogene Striche. Die punktierten Kurven geben die Beziehung zwischen der an die Luft angelegten E.M.K. und dem Ionisierungsstrom an; sie werden in der im obigen beschriebenen Weise aus den voll ausgezogenen Kurven berechnet. Als Kontrolle dieser Beobachtungen wurden ähnliche Versuche mit einem 0,24 cm dicken Glase vorgenommen; diese Beobachtungen sind in Fig. 4 angegeben. Die korrigierten Kurven passen für die einzelnen Entfernungen gut mit den Kurven von Fig. 3 zusammen.

Die unteren Teile der korrigierten Kurven zeigen die bekannte schnelle Zunahme der Stromstärke bei einer schwachen Zunahme des

1) Durchaus wirksam.
2) Maxwell, Elect. and Mag., § 228

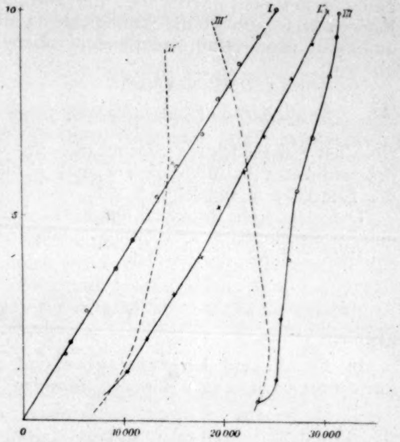


Fig. 4.

Abszissen = Volt; Ordinaten = Milliampere; Temperatur = 20°.
I. Elektroden an 0,24 cm Glas, II. 0,24 cm Glas + 0,30 cm Luft, III. 0,24 cm Glas + 1,66 cm Luft.
II' und III' sind die korrigierten Kurven bezw. zu II und III und geben die Beziehung zwischen der an die Luft angelegten E.M.K. und dem Ionisierungsstrom an.

Potentials, während in den oberen Teilen zwei Umstände zutage treten, nämlich erstens, daß bei zunehmender Intensität des Ionisierungsstromes in der Luft die zur Aufrechterhaltung des Stromes erforderliche E.M.K. abnimmt, und zweitens, daß bei zunehmender Stromstärke die Kurven für die einzelnen Entfernungen einander nahe rücken. Letzteres Ergebnis läßt sich dadurch erklären, daß die Verminderung der elektrischen Kraft bei voneinander getrennten Elektroden durch das erhöhte Volumen, in dem die Ionisierung eintritt, kompensiert wird. Erstgenanntes Ergebnis zeigt, daß wenn der Strom über die von den bekannten unteren Teilen der Kurven dargestellten Werte hinaus verstärkt wird, die Luft unter normalen Verhältnissen einen sogenannten negativen Widerstand zeigt, der bisher nur bei den besonderen Verhältnissen hoher Temperatur (der Lichtbogenentladung[1])) und niederen Druckes[2]) gezeigt worden ist. Eine wechselnde elektromotorische Kraft ist notwendigerweise angewandt worden, aber das Verhalten der E.M.K. konnte die obigen Ergebnisse (die deswegen allgemein sind) nicht qualitativ beeinflussen.

Folgende empirische Formel stimmt an-

1) Thomson, Conduction of Electr. through Gases. § 214.
2) Winkelmann, IV, 2. Aufl., S. 519; Townsend, Phil. Mag., März 1905; pag. 289; Toepler, Ann. d. Physik **14**, 757, 1905.

nähernd mit dem oberen Teil der korrigierten Kurven (d. h. dort wo die Stromdichte 15 Mikroamperes pro Quadratzentimeter übersteigt) überein:

$$i = 50 - V^{\frac{0{,}018}{\sqrt[3]{d}}}, \qquad (4)$$

woselbst i die effektive Stromstärke pro Quadratzentimeter in Mikroampere und V die an die Luftdicke d angelegte E.M.K. ist.

Die elektrische (Maximal-)Intensität, bei der eine wahrnehmbare Ionisierung anfängt, wird annähernd durch die Formel

$$F_{max} = 22{,}500 \frac{1}{\sqrt[3]{d}}$$

gegeben.

In Fig. 5 sind Energiefaktor und aufgenommene Energie für die einzelnen Entfernungen eingetragen. (Aus Fig. 2 ersieht man leicht, daß der Energiefaktor der Sinus des Winkels zwischen A, der angelegten E.M.K., und B ist, der um eine viertel Periode dem Gesamtstrom voraus ist.) Die Form der Energiefaktorkurven dürfte verständlich sein, wenn man den zunächst geringen Ionisierungsstrom und die verhältnismäßig große elektromotorische Kraft in Erwägung zieht, die das Glas bei höheren Stromstärken erfordert. Die Kurven für die aufgenommene Energie zeigen, daß die Energieaufnahme nicht proportional mit zunehmenden Entfernungen und mit dem Strom zunimmt und von der Dicke des Glases unabhängig ist.

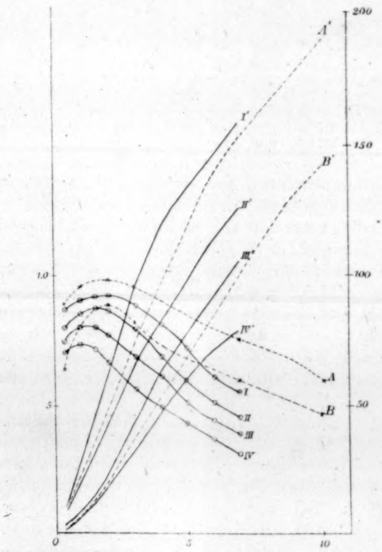


Fig. 5.

In einem Siemensschen Ozonerzeuger aufgenommener Energiefaktor und Energie. Abszissen = Ionisierungsstrom in Milliampere. Ordinaten: links = Energiefaktor; rechts = Watt. Nutzbare Entladungsfläche = 404 cm². 1 emp. = (ann.) 20°. I, II, III und IV geben die Energiefaktoren für 0,59 cm Spiegelglas + bezw. 0,20, 0,43, 1,31 und 2,41 cm Luft und A und B für 0,24 cm Glas + bezw. 30 und 1,66 cm Luft an. I', II', III', IV', A' und B' sind die entsprechenden Kurven für die Energieaufnahme.

Die gesamte elektrische Charakteristik einer beliebigen Form des Siemensschen Ozonerzeugers läßt sich roh aus den oben gegebenen Beziehungen berechnen, wenn die Dimensionen und die dielektrische Konstante des Dielektrikums bei der gerade angewandten Frequenz bekannt sind.

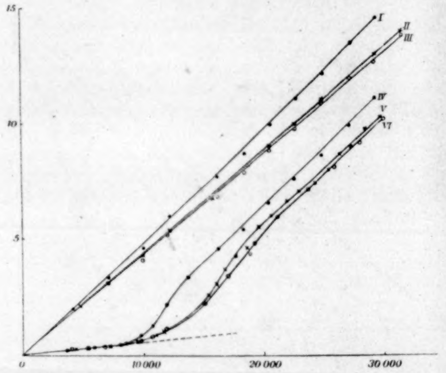


Fig. 6.

Einfluß der Temperatur. Abszissen = Volt. Ordinaten = Milliampere.
I, II, III Elektroden an 0,59 cm Spiegelglas; IV, V, VI 0,59 cm Glas + 0,43 cm Luft.
Temperaturen: I) 63°, II) 20°, III) 7°, IV) 54°, V) 18°, VI) 5°.
(Diese Beobachtungen sind unkorrigiert.)

Die Wirkung der Temperatur und der Verschiebungsstrom vor dem Beginn der Ionisierung sind in Fig. 6 dargestellt. Die punktierte Linie gibt den berechneten Verschiebungsstrom (Gleichung 3) an.

Worcesters Polytechnisches Institut, Worcester, Mass., Vereinigte Staaten. September 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 26. Oktober 1906.)

Der Dampfdruck des Kohlensäureschnees.

Von H. du Bois.

Im Jahre 1899 veröffentlichte ich in Gemeinschaft mit Herrn A. P. Wills einige vorläufige Messungen „zur thermometrischen und kryo-

genen Verwendung des Kohlensäureschnees".[1]) Wie schon der Titel besagte, handelte es sich zunächst um Feststellung der damals fehlenden ungefähren Daten, welche für die praktische Verwendung des Schnees im Laboratorium in Betracht kommen, keineswegs um die endgültige Bestimmung einer exakten Dampfdrucktemperaturfunktion. Die am Schlusse jener Notiz in Aussicht gestellten genaueren Messungen unterblieben wegen der Rückkehr des Herrn Professors Wills nach Amerika.

Neuerdings erschienen auf diesem Gebiete zwei Arbeiten der Herren J. Zeleny und R. H. Smith, sowie J. und A. Zeleny.[2]) Die gefundene $P\Theta$-Kurve liegt um etwa 1^0 höher als die unsrige, also nach der Druckachse hin verschoben; gegenüber unserem Werte von 5,5 cm *Hg* pro Grad für $dP/d\Theta$ bei Atmosphärendruck findet sich in ersterer Arbeit die Zahl 6,35, in letzterer der Wert 5,87 (bezw. 1,0 cm *Hg* für $0{,}17^0$ Temperaturänderung).

Nach den einleitenden Bemerkungen halte ich eine solche Differenz nicht für ausgeschlossen; auch ist bekanntlich die graphische Bestimmung der Neigungstangente an eine Kurve mit nur wenigen gegebenen Punkten viel heikler als etwa umgekehrt ihre graphische Integration.

Bei einer endgültigen Konstantenbestimmung scheint mir freilich die Verwendung reiner Kohlensäure geboten, während sich die genannten Physiker des käuflichen Produktes bedienten, ebenso wie s. Z. wir selbst. Unser Material war durch Verbrennung von Kokes gewonnene, mindestens 99,5 prozentige Kohlensäure, welche u. a. Luft, Wasser und Fettspuren enthalten konnte.

Wie mir von sachverständiger Seite mitgeteilt wurde, wird in Amerika flüssige Kohlensäure sehr häufig aus Brauereigasen gewonnen und gilt im allgemeinen als nicht so rein wie die hiesige, da sie hin und wieder kaum zu beseitigende, durch den Brauprozeß bedingte Riechstoffe und dergl. enthält. Ob und inwiefern solche Umstände zu den in Rede stehenden Abweichungen beigetragen haben mögen, läßt sich freilich ohne weiteres kaum beurteilen.

1) H. du Bois und A. P. Wills, Verh. D. Phys. Ges. **1**, 168, 1899.
2) J. Zeleny und R. H. Smith, diese Zeitschr. **7**, 667, 1906. J. und A. Zeleny, ebenda S. 716; Physical Review **23**, 308, 1906.

Berlin, 5. November 1906.

(Eingegangen 8. November 1906.)

Über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von G. J. Elias.

Ausführlichere Experimentaluntersuchungen über etwaige Anomalien der magnetischen Rotationspolarisation, in der Nähe eines Absorptionsbandes, wurden von Schmauß angestellt. Er untersuchte[1]) einige Anilinfarbstoffe (Fuchsin, Eosin, Cyanin, Naphthalinrot), sowie auch Didymglas, später[2]) noch Anilinblau und Lackmus, endlich[3]) flüssigen Sauerstoff, und auf Anregung einer Notiz von du Bois[4]) Neodym-, Praseodym- und Erbiumnitrat. Die Untersuchungen sollten für alle jene Substanzen in der Nähe ihrer Absorptionsbanden anomale Dispersion, und für die Lösungen der Anilinfarbstoffe entgegengesetzte Drehungen zu beiden Seiten einer Bande — wie es die Theorie der Molekularströme[5]) fordert — ergeben. Später zeigte Bates[6]), daß der von Schmauß benutzten Methode eine Fehlerquelle anhafte, wodurch seine Ergebnisse in Frage gestellt werden könnten. Bates selbst fand[7]) bei den Anilinfarbstoffen keinerlei anomale Dispersion. Eine spätere Notiz von Wood[8]) beschrieb eine Untersuchung der magnetischen Rotationsdispersion bei Praseodymchlorid, die allerdings eine anomale Rotationsdispersion ergab.

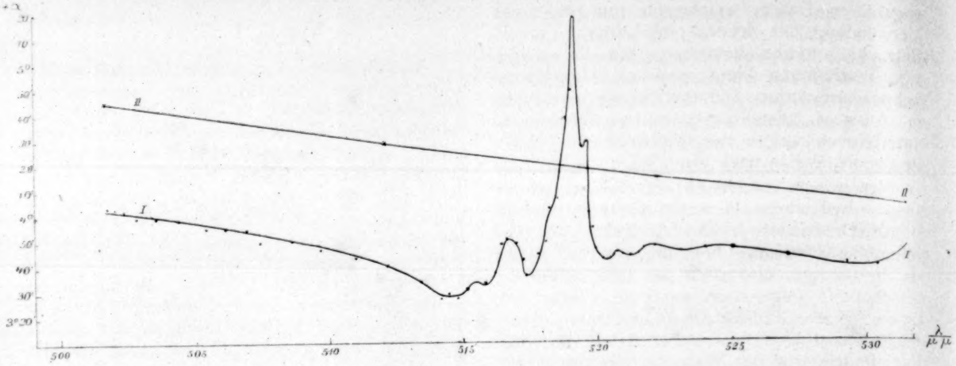
Da also einerseits die Schmaußschen Versuche nicht einwandfrei erscheinen — denn außer der von Bates genannten Fehlerquelle gibt es deren wahrscheinlich noch mehrere —, andererseits die Woodschen Vorversuche sich nur mit Praseodymchlorid beschäftigen und mehr qualitativer Natur sind, indem genauere Angaben der Versuchsdaten fehlen, so schien es mir angebracht zu versuchen, die ganze Frage einer eingehenderen Prüfung zu unterziehen.

Diese vorläufige Mitteilung berichtet zunächst kurz über die Versuche, welche ausgeführt wurden mit einer Lösung von Erbiumchlorid, seinerzeit bezogen von dem verstorbenen Professor Cleve in Upsala.[9])

1) A. Schmauß, Inaug.-Diss., München 1900. Ann. d. Phys. **2**, 280, 1900, wo auch weitere Literaturzusammenstellung zu finden ist. S. a. L. H. Sortsema, Versb. Kon. Ak. v. Wet. Amsterdam. 1898, S. 289; 1899, S. 4; 1900, S. 55; 1901, S. 400; 1902, S. 250, 499; Beibl. **18**, 468, 1894.
2) A. Schmauß, Ann. d. Phys. **8**, 842, 1902.
3) A. Schmauß, Ann. d. Phys. **10**, 853, 1903. Sitz.-Ber. d. Math.-Phys. Kl. d. Bayr. Ak., S. 327, 1902.
4) H. du Bois, Rapp. Congr. de Phys. **2**, 460, Paris 1900. Ann. d. Phys. **7**, 944, 1902.
5) P. Drude, Lehrb. d. Optik, 1. Aufl., S. 397, 1900.
6) F. Bates, Ann. d. Phys. **12**. 1080, 1903.
7) F. Bates, Ann. d. Phys. **12**, 1091, 1903.
8) R. W. Wood, diese Zeitschr. **6**, 416, 1905.
9) H. du Bois und O. Liebknecht, Ann. d. Phys. **1**, 189, 1900.

I = Doppelte magnetische Drehung der Polarisationsebene bei einer Lösung von Erbiumchlorid, $^1/_2$ à $^1/_1$ normal, in Glasküvette. Feldstärke 7500.

II = Dasselbe für Wasser, in derselben Küvette.



Die Beobachtungen wurden an einer Bande im Grünen, ungefähr bei $\lambda = 520$[1]) angestellt; dabei war das jeweilig benutzte Licht etwa innerhalb 0,4 $\mu\mu$ homogen. Eine Beschreibung der Versuchsanordnung soll übrigens später ausführlich erfolgen.

Aus meinen eigenen Vorversuchen ergab sich die Notwendigkeit, in der Nähe und innerhalb der Bande mit ganz kleinen Intervallen der Wellenlänge zu arbeiten, da man sonst sehr leicht wichtige Punkte übergehen könnte. Die Beobachtungen erfolgten bei Kommutierung des Stroms in einem Halbringelektromagnet. Als Halbschattendepolarisationswinkel genügte für die meisten Fälle $^1/_2{}^0$, welcher Winkel aber in der Nähe der Bande auf 1^0 und im Gebiete der stärksten Absorption bis auf 2^0 vergrößert werden mußte. Im allgemeinen wurde keine elliptische Polarisation beobachtet, nur im Gebiete der größten Rotation war diese merklich.

Die Resultate sind in der Figur verzeichnet (Kurve I). Jeder Punkt der Kurve ist das Mittel aus 6 bis 12 Einstellungen, die außerhalb der Bande höchstens um 4′ untereinander differierten, innerhalb der Bande natürlich mehr, bis zu 12′; den Mittelwerten selbst dürften Fehler von 1′ bis 2′ anhaften. Wie gleich ersichtlich, ist der Verlauf der Kurve ganz eigentümlich; besonders die beiden Maxima, erst das kleinere, und darauf das sehr steil ansteigende und noch steiler abfallende sind sehr bemerkenswert und geben der Kurve ein ganz anderes Gepräge, als dasjenige der von Wood für Praseodym gefundenen. Offenbar hängt diese eigentümliche Form aufs engste zusammen mit der komplizierten Struktur des betreffenden Absorptionsbandes.

Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Punkten des abfallenden Astes, zwischen $\lambda = 501{,}5$ und $\lambda = 512$ müssen vielleicht Fehlern zugeschrieben werden. Den weiteren kleineren Maximis, bei $\lambda = 515{,}5$ und $\lambda = 516{,}7$ scheint mir aber eine wirkliche Existenz zuzukommen, so auch dem kleinen scharfen Maximum bei $\lambda = 519{,}75$; jedenfalls fällt die Kurve hier nicht auf einmal steil ab.

Was den höchsten Punkt bei $\lambda = 519{,}35$ betrifft, so ist diesem keine große Genauigkeit beizumessen, weil die Homogenität des Lichtes doch noch keine genügende war, um dort genauere Messungen zu gestatten; jedenfalls aber liegt dieser Punkt höher als 5^0.[1]) Durch die sehr schnell veränderlichen Drehungen in der Nähe der stärksten Absorption war das Gesichtsfeld dort nicht ganz gleichmäßig beleuchtet. Auch machte die elliptische Polarisation sich hier ziemlich hinderlich bemerkbar. Weiter zeigt die Kurve noch einige kleinere Maxima, denen auch eine wirkliche Existenz nicht abzusprechen sein dürfte. Das Wiederansteigen der Kurve bei $\lambda = 530{,}5$ kann sehr wohl mit den weiteren Absorptionsbanden bei $\lambda = 536$ usw.[2]) zusammenhängen. Die flach gekrümmte Kurve II zeigt die positive Drehung des mit Wasser gefüllten Absorptionsgefäßes. Sehr eigentümlich ist es, daß die beiden Kurven einander durchschneiden, sodaß wenigstens, wenn man bei dieser Konzentration die Drehung noch als eine — wenn auch nur ange-

1) S. Forsling, Om Absorptionspektra hos Erbium, Holmium och Tulium. Svenska Vet.-Akad. Handlingar **24**, Afd. 1, No. 7, 1899.

1) Wahrscheinlich würde, wenn das Licht noch homogener gewesen wäre, dieser Punkt noch höher gefunden worden sein, indem doch immer ein Mittelwert aus verschiedenen Drehungen beobachtet wird.

2) S. Forsling, l. c.

näherte — additive Eigenschaft betrachten darf, der Drehungssinn des Erbiumsalzes an sich sein Zeichen umkehren würde. Vom theoretischen Standpunkte am interessantesten ist aber die Tatsache, daß die Drehungen zu beiden Seiten des Maximums im gleichen Sinne erfolgen, und zwar anfangs im positiven, nachher im negativen Sinne.

Diese vorläufigen Versuche beabsichtige ich weiter zu verfolgen, bei verschiedenen Konzentrationen und auch mit anderen seltenen Erden. Ferner sollen sie durch Bestimmung der gewöhnlichen Dispersion, sowie durch genauere Untersuchung des Absorptionsspektrums innerhalb und außerhalb des magnetischen Feldes, die nötige Vervollständigung erfahren.

Zum Schlusse möchte ich an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. H. du Bois, in dessen Laboratorium diese Arbeit ausgeführt wurde, aufs herzlichste danken für die Anregung dazu und die bei der Ausführung empfangenen Ratschläge.

Berlin, 1. November 1906.

(Eingegangen 8. November 1906.)

Dreifarben-Interferenzbilder.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Herbert E. Ives.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einer Anwendung des Lippmannschen Verfahrens auf die Herstellung von Dreifarbenbildern. Die Methode besteht in der Verwendung eines Satzes von Dreifarbennegativen zur Herstellung eines aus nebeneinander liegenden roten, grünen und blauen Linien bestehenden Bildes, nach der Art des Jolyschen Farbenbildes, wobei jedoch die Lamellenstruktur des Lippmannschen Films an Stelle der dem wirklichen Jolyschen Bilde Farbe erteilenden Pigmente gesetzt wird. Durch diese Kombination des Dreifarben-Verfahrens mit dem Verfahren der stehenden Wellen werden auf zwar indirektem, aber durchaus photographischem Wege Bilder erzielt, die die Treue der besten Dreifarben-Verfahren neben den den Lippmannschen Bildern eigenen Vorzügen besitzen. Die Farben liegen in dem Bilde selbst, so daß zu ihrer Sichtbarmachung keine Beobachtungsvorrichtung erforderlich ist; nach den Dreifarben-Originalnegativen läßt sich eine beliebige Anzahl von Farbenbildern herstellen.

Bisher sind Lippmannsche Photographien von natürlichen Gegenständen (im Gegensatz zu Spektren oder monochromatischen Lichtquellen) direkt in der Kamera hergestellt worden. Eine Abweichung von diesem einfachen, unmittelbaren Verfahren erfordert natürlich eine weitgehende Rechtfertigung. Eine solche wird sich aber aus einer Betrachtung früherer Versuche zum Photographieren gemischter Farben, wie es die Farben natürlicher Gegenstände sind, und aus den daraus zu ziehenden theoretischen und praktischen Schlußfolgerungen ergeben.

Schon lange ist man darüber im klaren, daß sich zwar Spektren nach dem Lippmannschen Verfahren leicht und gut photographieren lassen, aber Gegenstände, wie Landschaften, Stilleben usw., nur sehr schwierig und selten mit großer Treue wiederzugeben sind. Die Hauptgründe hierfür lassen sich kurz folgendermaßen zusammenfassen:

1. Ein vollständiger Isochromatismus der Platten ist wesentlich.

Beim Photographieren von Spektren mit nicht isochromatischen Platten kann man einfach durch langes Exponieren eine intensive Wirkung sämtlicher Farben erzielen. Wenn man die photographisch wirksamsten Farben nach Erzielung ihrer Maximalwirkung noch weiter exponiert, so erhält man innerhalb weiter Grenzen keine Zunahme der Wirkung. Beim Photographieren natürlicher Gegenstände beeinträchtigt man begreiflicherweise die Licht- und Schattenwirkungen, wenn man zum Zwecke der Erzielung einer isochromatischen Wirkung zu langem Exponieren seine Zuflucht nimmt, da diese Werte ausschließlich durch die verschiedenen Expositionszeiten wiedergegeben werden. Die Abhängigkeit der jeweilig besten Ergebnisse von einer sorgfältigen Wahl der Expositionszeit ist oft beachtet worden.[1])

2. Wenn man der Farbe des zu photographierenden Gegenstandes recht nahe kommen will, so muß das Lamellensystem von beträchtlicher Tiefe und auch durchsichtig sein. Keine dieser Bedingungen ist aber erfüllt. Der Lippmannsche Film ist vielmehr sehr dünn (nicht dicker als 0,01 mm) und stark absorbierend.

3. Es ergibt sich aus den von H. Lehmann[2]) hergestellten mikroskopischen Schnitten, daß das Lamellensystem in Anbetracht der Zerstreuung des einfallenden Lichtes und auch aus anderen Gründen viel schneller abklingt, als sich rechnerisch voraussagen läßt.

Das reflektierte Licht ist daher stets weniger rein als das bei der Erzeugung der Lamellen wirksame. Die häufig zu beobachtende Ähnlichkeit der Lippmannschen Bilder mit kolorierten Ambrotypen oder Daguerrotypen läßt

1) R. Neuhauß, Die Farbenphotographie nach Lippmanns Verfahren, S. 45, 1898. „Das Bild gibt nur dann die Farben richtig wieder, wenn die Belichtungszeit richtig getroffen wurde. Halbfache Über- oder Unterexposition genügt schon vollständig, die Platte zu verderben."

2) Beiträge zur Theorie und Praxis der direkten Farbenphotographie, S. 81, 1906.

sich durch diese allgemeine Beimischung von Weiß erklären.

4. Aus den von Herrn Lehmann[1]) über das gleichzeitige Photographieren von zwei und drei Farben angestellten Versuchen ergibt es sich (und die theoretische Untersuchung des aus gemischten Farben entstehenden Lamellensystems bestätigt es), daß gemischte Farben mit einem Verlust an Helligkeit der Komponenten gegenüber der Wiedergabe der Komponenten allein reproduziert werden.

Hieraus ergibt es sich, daß, wenn Farben von verschiedenen Reinheitsgraden in einem zu photographierenden Gegenstand vorkommen, ihre relativen Helligkeiten unrichtig wiedergegeben werden. Z. B. würden eine mit einer Natriumflamme beleuchtete Fläche und eine solche, die man mit einer breiten aus Rot und Grün bestehenden Spektralregion beleuchtet, zwar dem Auge gleichfarbig erscheinen, aber bei Einstellung auf gleiche anscheinende Helligkeit mit ganz verschiedenen Helligkeiten wiedergegeben werden. Gewisse Farbenarten, wie z. B. die gewisser Anilinfarbstoffe, in deren Spektren zwei oder mehr Maxima vorkommen, würden in dieser Hinsicht sehr leiden.

Alle diese Umstände stellen dem völligen Gelingen des ursprünglichen Lippmannschen Verfahrens Hindernisse entgegen. Eine eingehende Untersuchung der Wiedergabe gemischter Farben und der für die jeweilig besten Ergebnisse wesentlichen Bedingungen wird augenblicklich von dem Verfasser vorgenommen und soll in kurzem veröffentlicht werden. Die obigen Schlußfolgerungen in bezug auf die Wiedergabe von Farben allerart sind jedoch bestätigt worden, und die Verwendung des Dreifarbenverfahrens als Mittel zu einer (für das Auge) getreuen Wiedergabe aller Arten von Farben mit Anwendung der Lippmannschen Films stellen das praktische Ergebnis der Untersuchung dar.

Der bestimmende Grund für dieses Verfahren ist folgender: Das Lippmannsche Verfahren ist nach dem Obigen zur getreuen Wiedergabe aller Farbensorten nicht geeignet. Für das Dreifarben-Verfahren sind nur enge Spektralstreifen erforderlich; zur Lieferung dieser ist der Lippmannsche Film dick und durchsichtig genug.

Wenn wir jetzt zu den praktischen Einzelheiten übergehen wollen, die sich ergeben haben, so ist es natürlich notwendig, ein System von Dreifarben-Negativen oder -Positiven zur Verfügung zu haben, die je den Betrag der Primärfarben rot, grün und blau darstellen müssen, wie dieser zur Mischung mit den geeigneten Beträgen der anderen erforderlich ist, wenn für das Auge die Farbe des zu photographierenden Gegenstandes nachgeahmt werden soll. Die von mir benutzten Dreifarbenpositive waren für das Chromoskopsystem hergestellte Positive.[1])

Der erste von mir konstruierte Apparat bestand aus einer Vergrößerungskamera, mit deren Hilfe ein Bild von irgendeinem der Dreifarbenpositive auf die Platte entworfen wurde, einem Heliostaten zur Entsendung eines Strahlenbündels von Sonnenlicht durch das Positiv und die Projektionslinse, und einem die Platte berührenden undurchsichtigen Linienschirm oder -Gitter, bei dem die undurchsichtigen Räume doppelt so breit waren wie die durchsichtigen. Vermittels des letzteren konnte ein Drittel der Plattenfläche auf einmal exponiert werden. Als farbige Lichtschirme, identisch mit den im Chromoskopsystem benutzten, versuchte ich ein rubinrotes, ein topfgrünes und ein aus einer Kombination von Kobaltblau und Signalgrün bestehendes Glas. Diese geben enge, gut voneinander getrennte Spektralstreifen, die rein genug sind, um die jeweilig besten Ergebnisse zu liefern. Das Verfahren bestand darin, daß drei Expositionen nacheinander vorgenommen wurden und zwischen je zweien das Dreifarbenpositiv ausgetauscht, ebenso der Farbenschirm vertauscht und der Schirm mit undurchsichtigen Linien um die Breite eines durchsichtigen Raumes (1 : 300 Zoll) verschoben wurde. Die Methode ist in jeder Hinsicht gleich der von dem Verfasser zur Erzeugung von Beugungsfarbenbildern[2]) verwandten.

Es wurde bald festgestellt, daß viel reinere Farben benutzt werden müssen, als die von den Farbenschirmen gelieferten, und zwar aus folgendem Grunde: Der Spektralstreifen, mit dessen Hilfe die Platte beleuchtet wurde, erschienen reproduziert bei der Prüfung der Photographie im Spektroskop viel breiter. Die Dreilinienbilder ergaben daher, anstatt im Spektroskop drei isolierte helle Streifen zu zeigen, ein kontinuierliches Spektrum mit leichtschattierten Räumen im Gelb und Blaugrün. Dies wurde durch Expositionen mit Spektralstreifen verschiedener Breite bestätigt, die von einer einfarbigen Lichtquelle geliefert wurden. In allen Fällen fand ich bei den spektroskopischen Untersuchungen, daß diese Streifen durch breite, nicht scharf definierte Streifen wieder-

1) l. c., S. 14.

1) Das Chromoskopsystem basiert auf dem Maxwellschen Farbenmischungsdiagramm. Die drei Negative werden mit Farbenschirmen hergestellt, die mit den benutzten Platten Intensitätskurven ergeben, entsprechend den die drei Primärempfindungen darstellenden Maxwellschen Farbenkurven. Diese Kurven geben die Beträge der drei engen Spektralstreifen an (in der Nähe von C, zwischen E und F, zwischen F und G), deren Mischung für das Auge die Farben und Helligkeitswerte aller Teile des Sonnenspektrums ergibt. Die Anwendung der Maxwellschen Analyse auf die Dreifarbenphotographie wurde zum ersten Male von F. E. Ives im Jahre 1888 veröffentlicht.

2) Physical Review, Juni 1906, S. 339.

gegeben wurden, die 5 bis 10mal so breit wie die Originale waren. Als die einfarbigste Lichtquelle, die sich erzielen läßt, d. h. eine Natriumflamme, photographiert wurde, zeigte die Platte im Spektroskop einen ziemlich schmalen Streifen, obwohl immer noch etwas rotes und grünes Licht sichtbar war. So reine Farben, wie die auf diesem Wege erzielten, sind für Dreifarbenphotographien ganz gut geeignet. Da geeignete Quellen für rote, grüne und blaue Linien nicht erhältlich waren, konnte ich nichts Besseres tun, als Teile des Spektrums einer einfarbigen Lichtquelle von ungefähr 80 Å.-Einheiten Breite zu benutzen. Das farbige Licht wurde auf das Dreifarbenpositiv entworfen und dieses direkt vor den Schirm mit undurchsichtigen Linien und die Platte gestellt, so daß es einen Schatten warf.

Mit diesem Apparat wurden dreifarbige Bilder mit stehenden Wellen erzielt, die den Vergleich mit Chromoskopbildern sehr gut aushalten und Eigenschaften besitzen, die nur selten oder überhaupt nicht an gewöhnlichen Lippmannschen Bildern zu beobachten sind. Die Farben- und Helligkeitswerte sind getreu wiedergegeben, und das eigentümliche metallische Aussehen, daß bei den meisten Interferenzbildern so häufig vorkommt, fehlt vollständig. Es sind natürlich nicht direkt in der Kamera aufgenommene Farbenbilder, das Ideal, nach dem wir streben; doch sind sie treue und nach einem ausschließlich photographischen Verfahren hergestellte Farbenbilder; sie werden bei der Betrachtung in der Hand gehalten und können unbegrenzt vervielfältigt werden. Zwar entsprechen sie nicht dem volkstümlichen Begriff einer Farbenphotographie in demselben Maße, wie direkt in der Kamera aufgenommene Lippmannsche Bilder es tun würden, wenn sie von den im obigen auseinandergesetzten unvermeidlichen Mängeln frei wären; doch stellen sie vielleicht die nächste für den Augenblick mögliche Annäherung an eine wirkliche Farbenphotographie dar.

Die Mängel dieser neuen Dreifarben-Interferenzbilder, soweit ich solche bisher hergestellt habe, sind den unvollkommenen bei der Ausführung der Arbeit zur Verfügung stehenden Mitteln zuzuschreiben. Das von mir benutzte farbige Licht war nicht so monochromatisch, wie wünschenswert. Die drei hellen Farbenstreifen, die man bei der Beobachtung der Photographien mit dem Spektroskop erblickt, sind daher ziemlich breit und die Zwischenräume nicht ganz schwarz; hieraus ergibt sich eine gewisse Degradierung der Farbenwerte. Ich beabsichtige, sobald wie möglich Bilder vermittels monochromatischen Lichtes herzustellen, das mir Lichtquellen wie die Kadmiumlinien liefern sollen; die dreifachen (Jolyschen) Linien sollen mindestens 200 pro Zoll ausmachen, so daß sie so ziemlich unsichtbar werden. Mit diesen Verbesserungen dürften die Bilder zu den vollkommensten Anwendungen des Dreifarben-Verfahrens gehören.

Die von mir benutzten Platten waren nach der von Valenta[1]) veröffentlichten Formel hergestellt, mit der Abweichung, daß ich es für nötig fand, die Gelatinemenge zu verdoppeln; dies kann jedoch an der von mir benutzten Gelatinesorte[2]) gelegen haben. Die Bilder wurden nach der üblichen Methode unter einem Prisma aufgezogen. Um alle etwaigen störenden Spiegelungen zu verhindern, wurden die Hinterseite des Glases und die Unterfläche des Prismas mit Schmirgel geschliffen, bevor auf die eine Asphaltlack und auf die andere Kanadabalsam aufgetragen wurde. Ferner fand ich es vorteihaft, an Stelle von Kanadabalsam beim Zusammensetzen des Prismas Gummistorax ($n = 1{,}58$) zu benutzen. Hierdurch wird die Oberflächenspiegelung des Films geringer als bei Benutzung von Balsam, und außerdem stellt sich (wenn die Unterseite des Prismas geschliffen ist) eine leichte Lichtdiffusion ein, so daß das Bild in einem größeren Winkel sichtbar ist und die Spiegelung der Lichtquelle (z. B. eine Gasflamme) nicht mehr störend wirkt.

1) Die Photographie in natürlichen Farben, S. 52, 1894.
2) „Gold Label", käuflich bei Eimer & Amend, New York.

Physikalisches Laboratorium der Johns Hopkins-Universität, 7. Oktober 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 22. Oktober 1906.)

BESPRECHUNGEN.

F. Richarz und W. König, Zur Erinnerung an Paul Drude. Zwei Ansprachen. Mit einem Bilde und einem Verzeichnis der wissenschaftlichen Arbeiten Drudes. 8. 48 S. Gießen, Alfred Töpelmann. 1906. M. 1.40.

Zur Erinnerung an den früheren Leiter des Gießener Physikalischen Instituts wurde bald nach Drudes Tode eine Gedächtnisfeier abgehalten, bei welcher Drudes Marburger Kollege F. Richarz sowie sein Nachfolger W. König Ansprachen hielten. Während Richarz insbesondere des Wirkens Drudes für und in dem für Marburg und Gießen gemeinsamen physikalischen Kolloquium gedachte, entwarf König

in ausführlicher Gedächtnisrede ein getreues Bild des Entwickelungsganges und der wissenschaftlichen Leistungen seines Vorgängers. Die von warmem Gefühl getragenen Ausführungen beider, sowie die Zusammenstellung der von Drude sowie unter seiner persönlichen Leitung ausgeführten Arbeiten bilden ein würdiges Denkmal für den auf der Höhe seines Schaffens von uns Geschiedenen. E. Bose.

(Eingegangen 22. November 1906.)

Drude, P., Lehrbuch der Optik. 2. erweiterte Auflage. gr. 8. XVI u. 538 S. mit 110 Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1906. M. 12.—, gebunden M. 13.—.

In der vorliegenden zweiten Auflage von Drudes Lehrbuch der Optik erscheint ein überaus wertvoller Teil des wissenschaftlichen Nachlasses des auf dem Gipfel seiner Leistungen so jäh Zusammengebrochenen. Die erste Auflage des Werkes ist an dieser Stelle[1]) seinerzeit eingehend gewürdigt worden, und der hohe Wert des Werkes so allgemein bekannt, daß es keiner weiteren Ausführungen darüber bedarf. Es erscheint vielmehr als das angemessenste, dem verstorbenen Autor selbst das Wort zu erteilen, da er in der nur wenige Tage vor seinem Tode verfaßten Vorrede selbst auf das klarste die Abänderungen und Ergänzungen gegenüber der ersten Auflage skizziert hat.

„In den sechs Jahren, welche seit Erscheinen der ersten Auflage dieses Buches verstrichen sind, hat sich in der ganzen Physik durch die experimentelle und theoretische Ausbildung der Elektronenlehre eine rapide Entwickelung vollzogen, wie sie wohl bisher einzig dasteht. Auch in der Optik ist naturgemäß dieser Fortschritt bemerklich in den Kapiteln, welche, wie die Dispersion der Körper, und die magnetische Aktivität, auf der Ionenhypothese aufgebaut sind. Der Fortschritt liegt dabei wesentlich im Ersatz der Ionenhypothese durch die Elektronenhypothese, das heißt durch die Erkenntnis, daß aus gewissen optischen Erscheinungen dieselben universellen charakteristischen Konstanten abgeleitet werden können, die auch bei Kathodenstrahlen und überhaupt freien Elektronen auftreten. Diesen Fortschritt habe ich in den betreffenden Kapiteln in dieser neuen Auflage kurz zur Darstellung zu bringen gesucht. — Im Kapitel über natürliche Aktivität ist die Aufstellung der Grundgleichungen auch verbessert, entsprechend den hier gemachten Fortschritten. — Der größte Fortschritt ist aber wohl zweifellos im Gebiete der Strahlung zu verzeichnen, wo es Planck gelungen ist, nicht nur ein experimentell gut bestätigtes Strahlungsgesetz für schwarze Körper zu gewinnen, sondern auch eine zahlenmäßige Berechnung des elektrischen Elementarquantums und der absoluten Masse der Gasmoleküle aus den Strahlungskonstanten. Wenn ich darauf verzichten mußte, eine Ableitung dieser Planckschen Formel zu geben, zumal diese Aufgabe auch seit Erscheinen der Planckschen Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung völlig unnötig ist, so habe ich doch kurz außer den Resultaten auch den Gedankengang zu skizzieren gesucht, weil er mir von allgemeinem Interesse zu sein scheint auch für einen Leser, der in das mathematische Detail nicht eindringen will. — In den übrigen Kapiteln, besonders der physikalischen Optik, habe ich an einigen Stellen Fortschritte und Zitate neuerer Literatur aufgenommen, aber diese machen auf Vollständigkeit keinen Anspruch, da der Charakter des Buches der eines kurzgefaßten Lehrbuches bleiben sollte, das zum weiteren Studium der ausführlichen Handbücher und der Originalliteratur vorbereiten und anregen soll.

Dem bei einer Besprechung der 1. Auflage geäußerten Wunsche folgend, habe ich dieser 2. Auflage ein kurzes Sachregister zugefügt."

E. Bose.

(Eingegangen 22. November 1906.)

1) Diese Zeitschrift 1, 415, 1900.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: Dipl.-Ing. Adolf Nägel für technische Thermodynamik, Gas- und Kühlmaschinen an der Technischen Hochschule Dresden.

Berufen: Dr. Emil Baur, Privatdozent an der Technischen Hochschule München als a. o. Professor der physikalischen Chemie und Elektrochemie an die Technische Hochschule Braunschweig.

Ernannt: Dr. Adalbert Kolb und Dr. Bernhard Neumann, Privatdozenten an der Technischen Hochschule Darmstadt, zu a. o. Professoren der Chemie an derselben Hochschule.

Professor Henri Moissan in Paris wurde der 1906er Nobelpreis für Chemie, Professor J. J. Thomson in Cambridge der Nobelpreis für Physik verliehen. Der Professor der Chemie an der Universität Straßburg Dr. Rudolf Fittig erhielt die Davy-Medaille der Royal Society in London.

Sir David Gill, Astronom des Royal Observatory des Cape of Good Hope **in den Ruhestand getreten** und übersiedelt nach London.

Gestorben: Der a. o. Professor der Chemie an der Universität Wien Dr. Karl Garzarolli, Edler von Turnlackh.

Der Vizedirektor Liard der Pariser Universität gibt bekannt, daß Physiker ohne Unterschied der Nationalität sich um Stipendien zur Teilnahme an den Arbeiten des Laboratoriums von Frau Curie bewerben können. Jedes der von dem Amerikaner Andrew Carnegie (Rektor der Universität St. Andrews in Schottland) gestifteten Stipendien beträgt 12500 Francs.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.